



Imagerie et identification des signaux géophysiques distinctifs induits en surface par l'activité hydrothermale

Aurélie Legaz

► To cite this version:

Aurélie Legaz. Imagerie et identification des signaux géophysiques distinctifs induits en surface par l'activité hydrothermale. Géophysique [physics.geo-ph]. Université de Savoie, 2008. Français. NNT : . tel-00813307

HAL Id: tel-00813307

<https://theses.hal.science/tel-00813307>

Submitted on 15 Apr 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE SAVOIE-UFR C.I.S.M

Laboratoire de Géophysique Interne et de Tectonophysique

Thèse en vue de l'obtention du diplôme de Docteur de l'Université de Savoie,

Spécialité : Sciences de la Terre et de l'Univers

Imagerie et identification des signaux géophysiques distinctifs
induits en surface par l'activité hydrothermale.

par

Aurélie LEGAZ

Soutenue publiquement le ...2008, devant le jury composé de :

Jean-Luc GOT	Directeur de thèse	LGIT, Le Bourget-du-Lac
Jean-Christophe GOURRY	Invité	BRGM, Orléans
Denis JONGMANS	Examineur	LGIT, Grenoble
Jean-François LÉNAT	Rapporteur	LMV, Clermont-Ferrand
Alain TABBAGH	Rapporteur	Sisyphé, Paris VI
Jean VANDEMEULEBROUCK	Directeur de thèse	LGIT, Le Bourget-du-Lac
Philippe Jousset	Ingénieur	BRGM

à ..., au Bourget-du-Lac.

UNIVERSITE DE SAVOIE-UFR C.I.S.M

Laboratoire de Géophysique Interne et de Tectonophysique

Thèse en vue de l'obtention du diplôme de Docteur de l'Université de Savoie,

Spécialité : Sciences de la Terre et de l'Univers

Imagerie et identification des signaux géophysiques distinctifs
induits en surface par l'activité hydrothermale.

par

Aurélie LEGAZ

Soutenue publiquement le ...2008, devant le jury composé de :

Jean-Luc GOT	Directeur de thèse	LGIT, Le Bourget-du-Lac
Jean-Christophe GOURRY	Invité	BRGM, Orléans
Denis JONGMANS	Examineur	LGIT, Grenoble
Jean-François LÉNAT	Rapporteur	LMV, Clermont-Ferrand
Alain TABBAGH	Rapporteur	Sisyphé, Paris VI
Jean VANDEMEULEBROUCK	Directeur de thèse	LGIT, Le Bourget-du-Lac

à ..., au Bourget-du-Lac.

*Je dédie ce manuscrit à tous les futurs chercheurs du lycée Alphonse
Daudet, rêveurs, passionnés et remplis de bonne volonté; je leur souhaite d'accomplir tous
leurs projets et de pouvoir réaliser leurs rêves les plus extravagants.*

Il est peu et de réussites faciles, et d'échecs définitifs.
Marcel Proust

Résumé

Ce travail de thèse porte sur l'étude de la structure et du fonctionnement des systèmes hydrothermaux volcaniques.

Nous nous sommes attachés à l'étude géophysique multi-méthodes de deux systèmes hydrothermaux : Waimangu, en Nouvelle-Zélande, et la Solfatara de Pouzzoles, en Italie. Le premier en raison de sa dynamique, et parce qu'il apparaît comme une zone laboratoire purement hydrothermale, sans influence magmatique ; le second pour l'observation et la caractérisation géophysique d'un panache hydrothermal accessible à la surface.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la reconnaissance de la structure de Waimangu à grande échelle, et à la caractérisation des principales composantes du système (lacs de cratères, zones fumeroliennes et geysers). Cette étude a permis d'associer les méthodes de potentiel spontané et de résistivité électrique avec des mesures ponctuelles de température et de flux de CO_2 .

Nous avons ensuite ciblé notre étude sur des laboratoires à petite-échelle présents sur Waimangu : Iodine vent, Inferno Crater Lake et le site du Old Geyser. Ces systèmes diffèrent les uns des autres par leur taille, mais aussi par leurs caractéristiques physico-chimiques, qui jouent un rôle déterminant dans la sensibilité des méthodes géo-électriques. Cette diversité nous a permis de mettre en oeuvre des techniques d'imagerie électrique et acoustique sur des systèmes singuliers possédant leur propre dynamique. Sur le site de Iodine Pool, l'application de techniques récentes d'imagerie acoustique sous-marine a permis la localisation précise des sources de bruit hydrothermal. Le suivi par polarisation spontanée d'un événement intermittent a montré une cyclicité dans les signaux, qui peut être expliquée par une variation de hauteur piézométrique. L'application conjointe de l'imagerie acoustique et de l'imagerie électrique sur le site du Old Geyser a mis en évidence la complémentarité des deux techniques dans la localisation d'une structure hydrothermale qui correspond à la fois à une source acoustique et électrique.

Dans un troisième temps, nous avons étudié la signature géo-électrique des mouvements de fluides qui accompagnent l'activité cyclique du Lac Inferno. Le suivi temporel de résistivité électrique montre que les variations du lac et les mouvements de fluide observés sont caractérisés par des variations importantes de résistivité dans le sous-sol qui pourraient correspondre à des changements de phase du fluide en profondeur, en accord avec des modélisations analogiques.

La campagne réalisée à la Solfatara a permis d'imager le panache hydrothermal par les méthodes électriques (tomographie de résistivité en trois dimensions), acoustiques et thermiques. Nous présentons les résultats obtenus avec la tomographie de résistivité électrique et les mesures de température, qui ont permis de déterminer avec précision les limites spatiales du panache hydrothermal.

Mots clé : Système hydrothermal ; signature géophysique ; changements de phase ; techniques d'imagerie ; résistivité électrique ; polarisation spontanée ; matched field processing ; Waimangu ; Solfatara.

Abstract

This thesis is a study into the structure and functioning of hydrothermal systems. We focused on two areas, Waimangu, New Zealand, and the Phlegrean Fields - Solfatara, Italy, that we observed with several geophysical methods. The first system was chosen owing to its strong dynamics, and because it seems to be purely hydrothermal, without any magmatic influence; the second one allowed the observation and the geophysical characterization of a shallow hydrothermal plume.

Our study first aimed to recognize the large scale structure of the Waimangu hydrothermal system, and to characterize its main surface expressions, namely hot lakes, geysers, and fumaroles. For this purpose, we related the self-potential and the electrical resistivity methods to measurements of temperature and CO₂ flux.

We then concentrated on three small-scale laboratories : Iodine vent, Inferno Crater Lake, and the Old Geyser Site. These areas are different from each other in size, and also in their water chemistry, which is a key parameter in the sensitivity of electrical methods. This range enabled us to implement acoustic and electrical imaging techniques on singular systems that have their own dynamics. At Iodine Pool, the implementation of recent imaging techniques from underwater acoustics allowed us to locate hydrothermal noise sources with high accuracy. The self-potential monitoring of an intermittent vent showed cyclic fluctuations that could be explained by a change in the hydraulic head. The joint application of acoustic and electrical imaging at the Old Geyser Site showed how these two techniques complement each other in defining the location of a hydrothermal structure that matches both acoustic and electrical sources.

A third step consisted in the study of the geo-electrical signature of fluid movements that relate to the Inferno cyclic activity. Electrical resistivity monitoring highlighted that the observed lake fluctuations are characterized by notable electrical resistivity changes; these variations could be due to phase changes occurring at depth, and are in good agreement with analog modelling.

The experiments that have been made at the Solfatara allowed us to image the hydrothermal plume with electrical methods (3-D resistivity tomography), acoustic and thermal measurements. We present the results from both electrical resistivity tomography and temperature data that allowed us to establish the boundaries of the hydrothermal plume.

Key words : Hydrothermal system ; geophysical signature ; phase changes ; imaging techniques ; electrical resistivity ; self-potential ; matched field processing ; Waimangu ; Solfatara.

Table des matières

Abreviations	8
Notations	9
Introduction	10
1 Les systèmes hydrothermaux	13
1.1 Activité géothermale, causes et effets	13
1.2 Les éruptions hydrothermales	15
2 Approche géophysique : principes et applications des techniques mises en oeuvre.	19
2.1 Les méthodes géoélectriques	19
2.1.1 La Tomographie de Résistivité Electrique-ERT	19
2.1.2 La Polarisation Spontanée-PS	22
2.2 Application des méthodes géoélectriques à la différenciation des phases d'un électrolyte	28
2.2.1 Effets de la pression et de la température	29
2.2.2 Invasion du milieu poreux par la vapeur lors du changement de phase	32
2.3 Les méthodes sismo-acoustiques	34
3 Le système hydrothermal de Waimangu	38
3.1 Présentation du site	38
3.1.1 Contexte géodynamique et formation	38
3.1.2 Activité hydrothermale post-éruptive	40
3.1.3 Caractère cyclique et choix du site	41
3.2 Caractérisation géophysique de l'ensemble du système	43
3.3 Application des techniques d'imagerie à des structures petite échelle	49
3.3.1 Iodine vent	49
3.3.2 Inferno Crater Lake	64
3.3.3 Old Geyser site	72
3.4 Signature géo-électrique des mouvements de fluides et changements de phases	79
3.4.1 Confrontation des méthodes d'inversion de données de résistivité électrique	79
3.4.2 Estimation des erreurs avec des exemples synthétiques	90
3.4.3 Comparaison des méthodes de potentiel-spontané et de résistivité électrique	95
3.4.4 Discussion	102

4 Tomographie de résistivité électrique d'un panache hydrothermal sous plusieurs phases : Les Champs Phlégréens	110
4.1 Présentation du site	110
4.2 Résultats	115
4.2.1 Tomographie de résistivité électrique en trois dimensions	115
4.2.2 Comparaison des résultats avec les études pré-existantes	124
Conclusion générale	127
Annexes	129
A Principe et mise en place du roll-over en résistivité électrique	129

Liste des abréviations

Pour des raisons de lisibilité, la signification d'une abréviation ou d'un acronyme n'est souvent rappelée qu'à sa première apparition dans le texte d'un chapitre. Par ailleurs, puisque nous utilisons toujours l'abréviation la plus usuelle, il est fréquent que ce soit le terme anglais qui soit employé, auquel cas nous présentons une traduction.

CSDM	Cross-Spectral Density Matrix	Matrice de densité spectrale croisée
ERT	Electrical Resistivity Tomography	Tomographie de résistivité électrique
RFP	Rapid Fluid Disruption	Perturbation rapide du fluide
RMS	Root Mean Square	Moyenne quadratique
MFP	Matched Field Processing	Traitement par champ ajusté
SP	Self-Potential	Polarisation spontanée
SV	Singular Value	Valeur singulière
TVZ	Taupo Volcanic Zone	Zone volcanique de Taupo

Liste des notations

Nous avons regroupé ci-dessous les principales notations employées dans les différents chapitres du document. Dans la mesure du possible, nous avons tenté de conserver les mêmes notations d'un chapitre à l'autre. Certaines notations, apparaissant uniquement de manière ponctuelle, ont été omises.

Notations générales

ψ	Potentiel électrique	[V]
E	Champ électrique	[V m ⁻¹]
J	Densité de courant	[A m ⁻²]
ζ	Potentiel zêta	[V]
ρ	Résistivité électrique	[Ω m]
ρ_a	Résistivité apparente	[Ω m]
σ	Conductivité électrique	[S m ⁻¹]
L	Coefficient de couplage	[m ² V ⁻¹ s ⁻¹]
C_{HS}	Coefficient de couplage électrocinétique	[V Pa ⁻¹]
p	Pression du fluide	[Pa]
k	Coefficient géométrique	[m]
e	Charge élémentaire	[-1.602.10 ⁻¹⁹ C]
N	Nombre d'Avogadro	[6.023.10 ⁻²³ mol L ⁻¹]
Z	Valence	[Sans dimension]
n	Concentration de l'espèce ionique	[mol L ⁻¹]
ϵ_0	Permittivité électrique du vide	[8.854.10 ⁻¹² F m ⁻¹]
g	Accélération de la pesanteur	[m s ⁻²]
T	Température	[K]
ϕ	Porosité	[Sans dimension]
S_r	Saturation	[Sans dimension]

Introduction

La plupart des volcans actifs possèdent un système hydrothermal, situé entre la surface et le réservoir magmatique. Un système hydrothermal est un puissant échangeur de fluides et de chaleur à l'intérieur de la croûte terrestre, au sein duquel les échanges de chaleur se font principalement par le déplacement d'un fluide caloporteur, l'eau. En régime permanent, le système hydrothermal reçoit les fluides et la chaleur provenant du magma sous-jacent, et les restitue à la surface. Lors des épisodes de reprise d'activité, un certain nombre de paramètres peuvent indiquer qu'une intrusion magmatique est en train de se mettre en place : sismicité, déformation, variations de la pesanteur, pression et température des fluides, chimie des eaux (modification du pH et des éléments constitutifs), état du fluide (changement de phase et de volume). Le système hydrothermal présente une forte sensibilité à la plupart de ces paramètres, et se montre très réactif aux perturbations magmatiques. Ainsi, une modification des conditions à la base engendre des modifications du comportement du système hydrothermal, qui se traduisent pas des perturbations en surface.

Il est essentiel de développer de nouvelles méthodes de surveillance afin d'améliorer la détection précoce des changements pouvant intervenir en profondeur dans l'édifice volcanique. Le système hydrothermal constitue la partie superficielle du volcan et ainsi la plus accessible ; c'est donc celle que l'on va échantillonner, mesurer et caractériser. Par son intermédiaire, il est possible de remonter aux changements qui interviennent à la source.

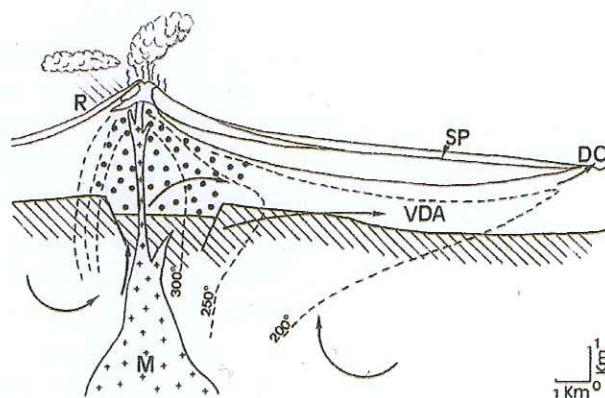


FIG. 1 – Structure conceptuelle générale d'un système hydrothermal. SP=surface phréatique ; M=magma ; R=recharge météorique ; VDA=volcanites dacito-andésitiques ; DC=décharge chlorurée. D'après *Chenevoy and Piboule (2007)*.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous attachons à l'étude pluridisciplinaire de deux systèmes hydrothermaux, qui s'inscrivent dans le cadre de deux problématiques différentes.

Nous avons étudié en particulier les sites de Waimangu, en Nouvelle-Zélande, et de la Solfatare, en Italie. Le premier en raison de sa dynamique, le second pour l'observation et la caractérisation géophysique d'un panache hydrothermal.

Waimangu possède un lac de cratère à la dynamique exceptionnelle, qui présente des fluctuations périodiques du niveau d'eau et de la température. Ce lac, Inferno, bénéficie d'un suivi temporel depuis de nombreuses années, grâce à un réseau permanent de capteurs. Il a fait l'objet de plusieurs études, qui ont permis de comprendre et de modéliser son caractère cyclique. Désormais, il est possible d'expliquer ces variations du niveau d'eau grâce à un processus de changement de phase qui prend place en profondeur, au sein du milieu poreux. L'accès direct à ces variations de volume, et la bonne connaissance que nous avons du milieu font d'Inferno un véritable site laboratoire pour étudier la dynamique d'un système hydrothermal sans influence magmatique. Nous avons cherché à savoir comment se traduisait la remontée des fluides hydrothermaux dans les variations de paramètres géophysiques. Nous avons donc testé des méthodes d'imagerie pour savoir si les mouvements de fluides mis en jeu lors du cycle étaient détectables.

Les deux sites étudiés présentent une grande richesse dans le nombre de paramètres physiques qu'ils permettent de mesurer : flux de CO_2 , température, potentiel spontané, résistivité électrique, signal sismo-acoustique.

Les objectifs de ce travail de thèse sont donc multiples :

- Réaliser des campagnes multi-méthodes sur des systèmes hydrothermaux à différentes échelles.
- Déterminer la sensibilité des méthodes géophysiques et leur applicabilité aux systèmes hydrothermaux.
- Déterminer et caractériser les sources physiques (acoustiques, thermiques, électriques) des expressions de surface et déterminer leur éventuel couplage.
- Etudier les variations des paramètres physiques des roches selon la nature du fluide.
- Etudier la signature géophysique d'une remontée de fluide.

Dans le cas de Waimangu, nous avons dans un premier temps souhaité imager et caractériser la structure à grande échelle, en réalisant une série de mesures qui ont couvert l'ensemble de la zone d'étude. Ce premier bilan établi, nous avons voulu tirer profit de la diversité des expressions de surface de l'activité hydrothermale (geyser actif, lac de cratère, etc.). Nous avons alors ciblé nos recherches sur ces laboratoires petite-échelle (dont la taille varie du mètre à la centaine de mètres) qui présentent une activité cyclique de courte période (de l'ordre de la minute au mois). Une partie de ce travail est dédiée à l'application des techniques d'imagerie pour reconnaître les structures et identifier les sources, électriques et sismo-acoustiques. En effet, l'activité hydrothermale particulièrement intense offre un fort niveau de bruit acoustique, que l'on se propose d'étudier par une méthode originale tirée de l'acoustique sous-marine, le Matched-Field Processing.

Un second volet est consacré au suivi temporel de l'activité cyclique qui se tient au niveau du lac Inferno. Nous étudions dans quelle mesure ces changements du niveau d'eau ont une signature géo-électrique en résistivité et en polarisation spontanée, qui puisse être reliée à un processus physique cohérent. Enfin, nous verrons que les circulations complexes de fluides à Waimangu induisent une chimie des eaux qui diffère totalement d'un site à un autre. Ainsi, le suivi temporel réalisé sur deux sites présentant des modes de fonctionnement semblables peut donner des réponses électriques qui ne sont pas comparables. Ces diverses expérimentations

nous ont permis de vérifier, à échelle réelle, la sensibilité et les limites des méthodes électriques.

L'étude de la Solfatare s'inscrit dans la continuité des travaux réalisés par *Bruno et al.* (2007), et vise à imager le panache hydrothermal par les méthodes électriques (tomographie de résistivité en trois dimensions), acoustiques et thermiques. Nous présentons essentiellement ici les résultats de la tomographie de résistivité électrique et les mesures de température, qui nous ont permis de déterminer avec précision les limites spatiales du panache hydrothermal.

Chapitre 1

Les systèmes hydrothermaux

1.1 Activité géothermale, causes et effets

Un système hydrothermal peut être défini comme un objet géologique dont la formation requiert les trois conditions suivantes :

1. **Une source de chaleur** qui se trouve dans une région où les températures sont anormalement élevées. Ces régions peuvent être associées à des intrusions magmatiques récentes, ou à des phénomènes tectoniques. La source de chaleur engendre généralement des systèmes ayant un fort gradient thermique.
2. **Une roche perméable et poreuse** faisant office de réservoir. Les roches réservoir peuvent avoir des compositions lithologiques très variées : on retrouve fréquemment des tuffs et des brèches (comme à Wairakei, en Nouvelle-Zélande), mais aussi des andésites fracturées (Otake, au Japon) ou des calcaires fracturés (Larderello, en Italie).
3. **De l'eau** qui véhicule la chaleur par convection. L'eau est principalement d'origine météorique et magmatique, et plus rarement d'origine marine. Des études isotopiques ont montré que 95 % des fluides contenus dans les forages géothermiques sont d'origine météoriques (*Kappelmeyer and Haenel, 1974*). Le temps de résidence du fluide dans le système hydrothermal peut être très variable, de 100 à 1000 ans en moyenne (*Rybach, 1981*). X

Configuration générale La configuration théorique des systèmes hydrothermaux est simple : L'eau froide dite *de charge* s'infiltre à travers les fractures et les cavités vers la source de chaleur en profondeur, où elle se réchauffe par contact. Elle devient alors moins dense que l'eau froide, et remonte vers la surface sous forme d'un panache ; si un accès le lui permet, le fluide regagne la surface où il se décharge sous forme de geyser, de source chaude ou de fumerole. La durée d'un cycle complet, depuis l'infiltration de l'eau dans le sol jusqu'à sa projection en surface, peut varier de quelques années à quelques dizaines d'années. La durée de vie de ces systèmes hydrothermaux dépend du volume de l'intrusion magmatique mais est en moyenne de 10 000 à 30 000 ans (*Mazot, 2005*). La contribution des gaz magmatiques dans les édifices volcaniques jeunes est majoritaire par rapport à la recharge en eaux météoriques. L'absorption de ces gaz dans le système hydrothermal profond entraîne la formation de solutions très acides et oxydantes contenant du Cl et du SO₄ en proportion variable, proches du gaz magmatique de départ (*Giggenbach et al., 1990*).

Mobilité du fluide La migration des fluides à l'intérieur de la croûte entre sites de charge et de décharge met en jeu divers mécanismes de déplacement. Quatre processus gouvernent le mouvement des fluides :

1. La pesanteur, qui est à l'origine de leur écoulement gravitaire.
2. Les gradients thermiques, qui influencent leur densité et sont à l'origine du flux convectif.
3. Les gradients chimiques, de salinité, de même conséquence que les gradients thermiques.
4. Les gradients de pression, à l'origine des flux expulsifs de charges.

Au sein d'un système hydrothermal, les manifestations de surface peuvent être diverses : Quand il y a peu d'eau, mais un flux de chaleur relativement important, il se crée un jet de vapeur appelé **fumerole**. Une **mare bouillonnante** est le résultat d'une eau chargée en impuretés. Si une grosse quantité d'eau infiltre le réservoir mais que celui-ci est relativement froid, l'expression de surface sera une simple **source chaude**.

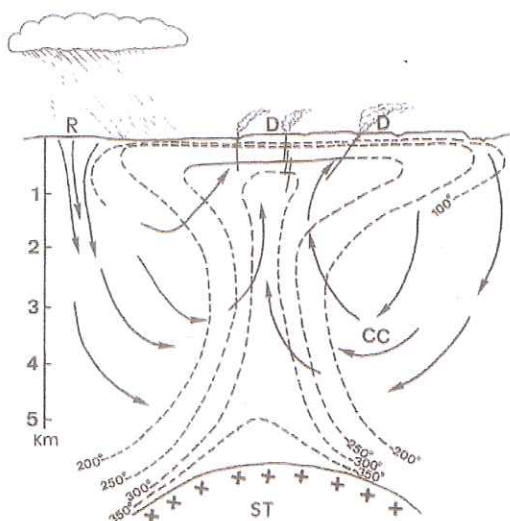


FIG. 1.1 – Fonctionnement basique d'un système hydrothermal, d'après *Chenevoy and Piboule (2007)*. R=recharge ; CC=circulation convective ; D=décharge ; ST=source thermique ; Tirets : isothermes ; Flèches : directions de flux.

Deux nomenclatures différentes sont utilisées selon le mode de transfert de température qui existe au sein du système. Ainsi, un **système hydrothermal** désignera un système où le transfert de chaleur s'effectue par convection via la circulation d'eau ; le terme de **système géothermal** est quant à lui beaucoup plus général et englobe tout système possédant un fort gradient thermique, avec des transferts de chaleur qui s'effectuent aussi bien par conduction que par convection.

Les systèmes géothermaux peuvent être regroupés selon plusieurs critères, et ainsi classés selon la source de chaleur, la nature de l'encaissant, la température du réservoir, l'état d'équilibre du réservoir, et le type de fluide (*Finizola, 2002*).

La classification par type de fluide est couramment utilisée dans la littérature ; selon la

phase qui occupe de façon continue les fractures du réservoir, on distingue les systèmes où la phase liquide domine ("*liquid-dominated systems*") des systèmes où la phase vapeur domine ("*vapor-dominated systems*").

Les conditions de formation de ces deux types de réservoir sont gouvernées par les conditions de pression et de température et de perméabilité in-situ. Un schéma explicatif est présenté en Figure 1.2. Les systèmes dominés par le liquide se situent habituellement dans des milieux de perméabilité élevée, et le fluide est globalement sous pression hydrostatique. Les systèmes dominés par la vapeur s'installent généralement, lorsque, par insuffisance de perméabilité du milieu, le flux de recharge ne compense pas la perte d'eau liquide due à l'ébullition (Chenevoy and Piboule, 2007). Les conditions de formation et d'alimentation d'un réservoir où la phase vapeur domine sont très restrictives, et la configuration où le liquide domine est la plus fréquente.

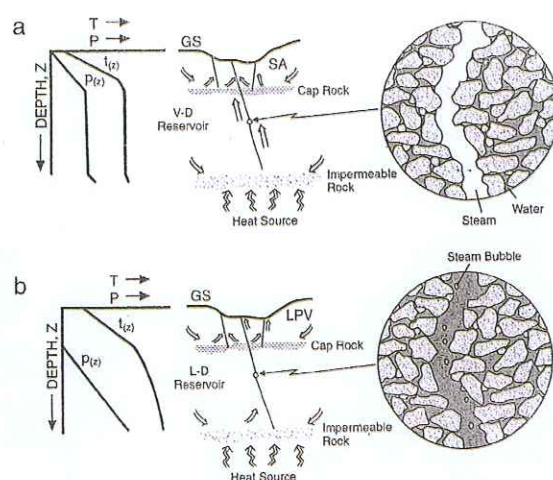


FIG. 1.2 – Modèle schématique de réservoirs où la vapeur (a) et le liquide (b) dominant suivant le fluide qui prédomine dans les fractures. GS : Ground Surface SA : Shallow Aquifer LPV : Low-Pressure Vapor cap. D'après Goff and Janik (2000).

Energie libérée Des estimations précises de l'énergie transférée par les fluides hydrothermaux ont été réalisées sur des volcans possédant des lacs de cratère, car ceux-ci collectent les flux sur une large surface et permettent donc d'obtenir une valeur intégrée. Sur près de 14 systèmes volcaniques différents, l'énergie relâchée à la surface varie de 4.7 à 33 10^{12} J par jour (Chiodini et al., 2001), ce qui correspond à une puissance variant de 50 à 400 MW, soit l'équivalent d'une centrale thermique produisant de l'électricité.

1.2 Les éruptions hydrothermales

Le terme d'éruption hydrothermale est attribué lorsque l'éruption ne fait pas intervenir de roche en fusion. Ce type d'éruption peut être particulièrement violent, car il fait intervenir un mélange d'eau, de vapeur et de roche, sans aucun signe annonciateur.

Dans des conditions susceptibles de produire une éruption hydrothermale, de l'eau à l'état liquide seul ou mélangé à de la vapeur réside sous la surface, à des températures élevées. Ce

fluide chaud peut être soudainement exposé à des conditions de pression réduite, créées par un événement initiateur (séisme, fracturation hydraulique, facteur climatique). La réduction de pression provoque l'ébullition et l'expansion du fluide. Une conception erronée consiste à penser que le fluide résidant sous la surface est déjà en ébullition, ce qui provoque une surpression à l'origine de l'éjection de matériel. Un tel mécanisme est thermodynamiquement incorrect (*Smith and McKibbin, 2000*). Une éruption hydrothermale n'a lieu que si des conditions d'instabilité sont créées. La phase liquide ne rentrera pas en ébullition tant qu'elle ne subira pas de dépressurisation. Nous rappelons que le point d'ébullition de l'eau augmente avec la pression (cf. Figure 1.3), qui augmente elle-même avec la profondeur ; l'eau en profondeur peut donc être à une température supérieure à la température d'ébullition de surface.

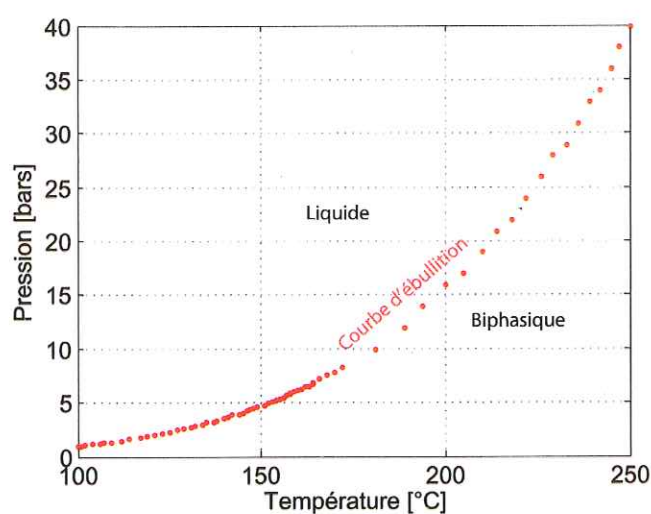


FIG. 1.3 – Variation du point d'ébullition de l'eau en fonction de la pression.

Une fois que le processus d'ébullition a été initié, il se poursuit seulement s'il existe une voie de sortie. Si tel est le cas, le fluide va migrer vers la région de plus basse pression, et regagner la surface. La vitesse du fluide ascendant va provoquer le soulèvement de la roche sus-jacente, et si ce soulèvement est assez fort pour dépasser les contraintes cohésives de la roche, un mélange fluide-roche sera éjecté (cf. Figure 1.4).

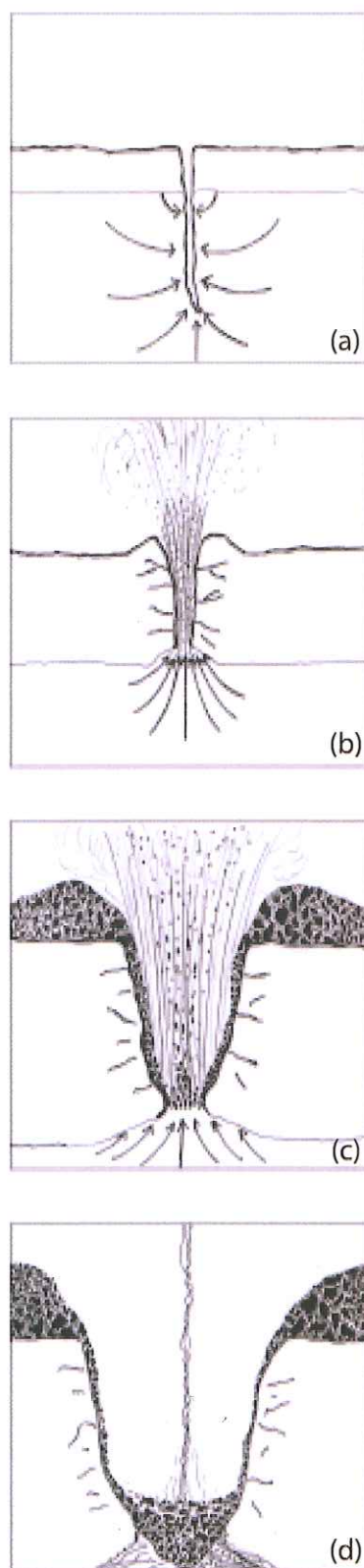


FIG. 1.4 – Déroulement d'une éruption hydrothermale. (a) Initiation du processus. (b) Début de l'éruption. (c) Eruption. (d) Cessation. D'après *Smith and McKibbin* (2000).

Bibliographie

- Chenevoy, M., and M. Piboule (2007), *Hydrothermalisme, spéciation métallique hydrique et systèmes hydrothermaux*, 619 pp.
- Chiodini, G., F. Frondini, C. Cardellini, D. Granieri, L. Marini, and G. Ventura (2001), CO₂ degassing and energy release at Solfatara volcano, Campi Flegrei, Italy, *J. Geophys. Res.*, 106 (B8), 16,213–16,221.
- Finizola, A. (2002), Etude de systèmes hydrothermaux de volcans actifs : Misti (Pérou) et Stromboli (Italie); approches géophysiques et géochimiques., Ph.D. thesis, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand II.
- Giggenbach, W., P. Garcia, C. Londono, V. Rodriguez, G. Rojas, and V. Calvache (1990), The chemistry of fumarolic vapor and thermal spring discharges from the Nevado del Ruiz volcanic-magmatic-hydrothermal system, Colombia, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 42, 13–49.
- Goff, F., and C. Janik (2000), *Geothermal systems. Encyclopedia of volcanoes*, 1417 pp., Academic Press.
- Kappelmeyer, O., and R. Haenel (1974), *Geothermics with special reference to application*, 238 pp., Gebrüder Borntraeger Science Publishers.
- Mazot, A. (2005), Activité hydrothermale des volcans Kelud et Papandayan (Indonésie) et évaluation des flux de gaz carbonique, Ph.D. thesis, Université Libre de Bruxelles.
- Rybach, L. (1981), *Geothermal systems, conductive heat flow, geothermal anomalies*.
- Smith, T., and R. McKibbin (2000), An investigation of boiling processes in hydrothermal eruptions, *Proceedings World Geothermal Congress*, pp. 699–704.

Chapitre 2

Approche géophysique : principes et applications des techniques mises en oeuvre.

2.1 Les méthodes géoélectriques

2.1.1 La Tomographie de Résistivité Electrique-ERT

Les propriétés électriques des roches sont d'utilisation courante en géophysique, et arrivent au premier rang pour l'exploration géothermique. Elles ont été utilisées pour la première fois en 1963 sur le champ géothermique de Wairakei, en Nouvelle-Zélande.

La résistivité électrique ρ ($\Omega \text{ m}$) et son inverse la conductivité électrique σ (S m^{-1}) sont des grandeurs qui caractérisent le transport des charges électriques. Parmi toutes les propriétés physiques, la conductivité électrique est parmi celles qui présentent le domaine de variation le plus important, car il s'étend sur sept ordres de grandeur (de 0.01 mS m^{-1} pour les roches éruptives et métamorphiques jusqu'à $100\,000 \text{ mS m}^{-1}$ pour les sulfures). Les contrastes mis en évidence par la méthode de résistivité électrique sont donc potentiellement élevés, ce qui représente un avantage dans son application à la reconnaissance des formations géologiques. Les variations extrêmes de conductivité (ou de son inverse la résistivité) reflètent les variations de la nature des porteurs de charge, de leur densité et de leur mobilité.

Soit \vec{E} le champ électrique et \vec{J} le vecteur densité de courant ; pour un matériau isotrope, la densité de courant de conduction s'exprime par la loi d'Ohm et est telle que :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} = \frac{1}{\rho} \vec{E} \quad (2.1)$$

où E est exprimé en V m^{-1} et J en A m^{-2} .

La résistivité est une propriété qui dépend à la fois de la nature du matériau, de la saturation, de la conductivité du fluide, et de la température ; elle est indépendante de la géométrie de l'échantillon. D'un point de vue physique, la résistivité électrique est la capacité d'un milieu à s'opposer au passage d'un courant électrique.

En pratique, la mesure de la résistivité requiert quatre électrodes : un courant électrique est injecté au moyen d'une paire d'électrodes (A et B) dans l'objet étudié. Le champ électrique qui en résulte est une fonction de la distribution de la conductivité dans le milieu. A l'aide d'un

autre couple d'électrodes (les électrodes de potentiel M et N), une différence de potentiel est mesurée en réponse au courant injecté. La technique d'acquisition consiste à réaliser des profils en augmentant régulièrement l'espace entre électrodes. Les mesures de terrain permettent ainsi d'obtenir une pseudo-section de la résistivité électrique dite "apparente" du sous-sol. La résistivité électrique apparente ρ_a est définie ainsi :

$$\rho_a = \left[\frac{2\pi}{(1/AM) - (1/BM) - (1/AN) + (1/BN)} \right] \frac{\Delta V}{I} = k \frac{\Delta V}{I} \quad (2.2)$$

k est le coefficient géométrique (en mètres), et dépend de la disposition des électrodes. ΔV est la différence de potentiel mesurée et I est le courant injecté.

La résistivité apparente résulte de la contribution de toutes les portions du milieu qui sont traversées par le courant émis en surface. Ainsi, la mesure représente une valeur qui intègre les résistivités sur un certain volume du sous-sol ; Pour un milieu homogène, la résistivité apparente est égale à la résistivité "vraie".

La conductivité dépend de la densité de porteurs, de leur charge et de leur mobilité. La conduction électrique est possible sous trois formes dans le sol :

1. **La conduction électronique** : tous les matériaux contiennent des électrons. Du point de vue de leurs niveaux d'énergie, les électrons sont répartis en bandes discrètes, séparées par des intervalles vides. Dans le sol, la conduction est assurée par des matériaux de type semi-conducteurs. Ce sont des matériaux qui, soumis au-delà d'une certaine énergie électrique voient leurs électrons se déplacer de la bande de valence à la bande de conduction. Ce mécanisme se produit principalement au sein des métaux, et est très rare dans le sol, excepté dans les gisements métallifères.
2. **La conduction ionique** : elle résulte de la migration d'ions au sein du minéral, en réponse à une force extérieure.
3. **La conduction électrolytique** : les ions présents dans l'eau porale se déplacent indépendamment sous l'influence du champ électrique appliqué. Il en résulte un courant électrique.

Le mécanisme principal de conduction dans le sous-sol est de nature électrolytique. De plus, l'eau présente dans les pores contient différents sels, dont la nature et la concentration dépend de l'histoire et de l'origine de l'eau. Cette salinité contribuera à l'augmentation de la conductivité de l'électrolyte. A titre d'exemple, la conductivité de l'eau des océans est 10^{10} fois plus élevée que celle des silicates ; on comprend aisément que la conductivité des roches crustales soit gouvernée par la présence d'eau.

La résistivité électrique est fonction des propriétés du sol, et dépend notamment de sa capacité à véhiculer l'électrolyte, c'est à dire de sa porosité, de la distribution de la taille des pores et de leurs connection. La résistivité dépend également de la nature des constituants solides (la distribution de la taille des particules, la minéralogie), et de la température (*Samouëlian et al.*, 2005).

Les acquisitions de données de résistivité peuvent être réalisées selon plusieurs protocoles. Un protocole correspond à une configuration particulière des électrodes du quadripôle (cf. Figure 2.2). Chaque protocole offre une sensibilité et une profondeur d'investigation différentes (cf. Figure 2.3) ; pour chaque acquisition on cherche à adapter au mieux le protocole afin d'obtenir des données de la meilleure qualité possible. Le choix du protocole dépend de l'idée a priori que l'on a de la cible (objet géologique que l'on souhaite imager), et des possibilités

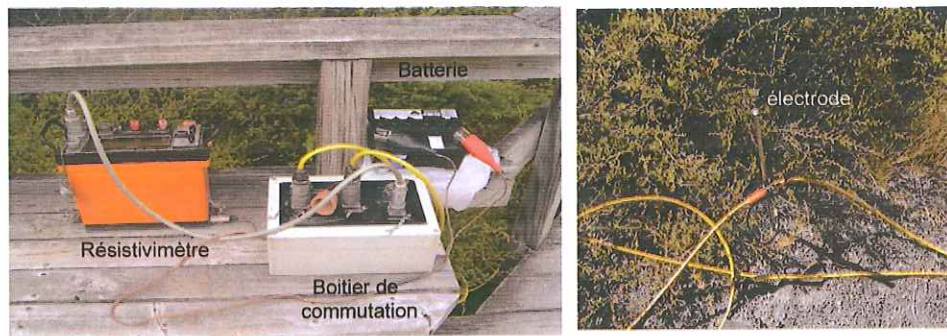


FIG. 2.1 – Matériel d'acquisition multi-électrodes développé par Abem.

de déploiement qu'offre la zone d'étude.

		Electrodes array	K
2D	Wenner	A \xleftrightarrow{a} M \xleftrightarrow{a} N \xleftrightarrow{a} B	$2\pi a$
	Wenner-Schlumberger	A \xleftrightarrow{na} M \xleftrightarrow{a} N \xleftrightarrow{na} B	$\pi n(n+1)a$
	Dipole-Dipole	A \xleftrightarrow{a} B \xleftrightarrow{na} M \xleftrightarrow{a} N	$\pi n(n+1)(n+2)a$
	Pole-Pole	B \xleftrightarrow{x} A \xleftrightarrow{a} M \xleftrightarrow{x} N	$2\pi a$
	Pole-Dipole Forward	A \xleftrightarrow{na} M \xleftrightarrow{a} N	$2\pi n(n+1)a$
	Reversed	M \xleftrightarrow{na} N \xleftrightarrow{a} A	
3D	Square	$ \begin{array}{ccc} A & \xleftrightarrow{a} & B \\ \downarrow & & \downarrow \\ M & \xleftrightarrow{a} & N \end{array} $	$\frac{2\pi a}{2 - \sqrt{2}}$

FIG. 2.2 – Protocoles d'acquisition 2-D et 3-D de données de résistivité électrique, d'après Samouëlian et al. (2005). A et B sont les électrodes de courant, M et N sont les électrodes de potentiel; a est l'espacement de base requis pour la réalisation de chaque protocole, n est un facteur compris entre 1 et 6; x est la distance de l'électrode placée à l'infini pour le protocole Pole-Pole.

Le traitement des données est effectué à partir de logiciels d'inversion pour déterminer la distribution de résistivité électrique vraie du milieu. De nombreux algorithmes d'inversion performants 2-D et 3-D se sont développés depuis 1990 (Oldenburgh et al. (1993), Loke and Barker (1996a), Loke and Barker (1996b), Kemna et al. (2002), Pidlisecky et al. (2007)), dont certains sont à usage commercial. Pour d'autres logiciels, un accès au code source est autorisé (Pidlisecky et al., 2007), ce qui permet une grande facilité d'adaptation. De plus

en plus de codes d'inversions s'améliorent ou se développent en fonction d'un besoin qui est ciblé.

	Wenner	Wenner-Schlumberger	Dipole-dipole	Pole-pole	Pole-dipole
Sensitivity of the array horizontal structures	++++	++	+	++	++
Sensitivity of the array vertical structures	+	++	++++	++	+
Depth of investigation	+	++	+++	++++	+++
Horizontal data coverage	+	++	+++	++++	+++
Signal Strength	++++	+++	+	++++	++

FIG. 2.3 – Caractéristiques théoriques des différentes configurations pour les protocoles 2-D, de la plus faible sensibilité (+) à la plus élevée (++++), d'après Samouëlian *et al.* (2005).

2.1.2 La Polarisation Spontanée-PS

Principe

Par opposition aux méthodes dites *actives* comme la résistivité électrique ou la polarisation induite, qui nécessitent l'injection de courant, la polarisation spontanée (PS) consiste en la mesure passive de la distribution du potentiel électrique à la surface du sol, sans injection de courant.

Ce potentiel électrique naturel est associé à des mécanismes de polarisation de charges électriques dans le milieu poreux. L'un de ces mécanismes consiste à la mise en circulation d'ions sous l'effet d'un gradient de pression de fluide dans un milieu poreux ou fracturé. Le courant électrique issu de cette circulation ionique est d'origine électrocinétique. On parle alors d'**électrofiltration**. Ainsi, un écoulement de fluide dans un milieu poreux peut engendrer un signal électrique de l'ordre du millivolt à la dizaine de millivolts, qu'il est possible de mesurer en surface.

Ce phénomène est l'une des sources principales de potentiel spontané. Les autres processus seront abordés plus loin dans ce chapitre.

À l'échelle du grain, le phénomène de polarisation spontanée trouve son origine à l'interface entre le minéral de la roche et l'espace poral. En effet, la surface des minéraux possède une charge électrique, généralement négative, due à des phénomènes électrochimiques entre la surface du minéral et l'eau des pores. Cette surface chargée crée dans l'espace poral proche un champ électrostatique. Les forces électrostatiques dues à la charge de surface attirent les espèces de charge opposée. Si la charge du minéral est négative, les cations vont venir se placer à proximité de la surface chargée, pour tendre vers la neutralité globale du système. Il se produit par ce biais une modification de la population ionique dans la solution.

Le modèle couramment accepté pour expliquer la distribution ionique au sein de l'électrolyte est celui de la double couche électrique (DCE, *Revil et al.* (1999)). Ce modèle suggère que la réorganisation des ions conduise à la formation de deux zones distinctes, la couche compacte (ou couche de Stern) et la couche diffuse (cf. Figure 2.4). Dans cette zone diffuse, les charges ioniques obéissent à une distribution de Boltzmann, décrivant la diminution progressive de la densité de charge ionique à la surface chargée, telle que :

$$n(x) = n_0 \exp\left(\frac{-Z e V(x)}{k T}\right) \quad (2.3)$$

où $n(x)$ est la concentration des ions à une distance x de l'interface, n_0 la concentration initiale dans la solution, Z est la valence, e la charge élémentaire ($-1.602 \cdot 10^{-19}$ C), $V(x)$ le potentiel électrique (V), k la constante de Boltzmann (égale à $1.38 \cdot 10^{-23}$ J K⁻¹), et T la température (K).

L'épaisseur de la couche diffuse est généralement considérée comme étant égale à deux fois la longueur de Debye (m) (*Revil and Glover, 1997*), qui est définie comme il suit :

$$\chi_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r k T}{2 n_0 (Z e)^2}} \quad (2.4)$$

où ε_0 est la permittivité électrique du vide ($\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$ F m⁻¹), et ε_r la constante diélectrique relative.

La longueur de Debye est une distance critique à partir de laquelle l'effet de la double couche électrique est négligeable. Cette grandeur constitue un paramètre utile pour estimer la portée des interactions électrostatiques.

L'équation 2.4 montre que l'épaisseur de la couche diffuse diminue avec l'augmentation de la concentration en espèces ioniques. Ainsi, la longueur de Debye sera plus grande pour une eau douce que pour une eau salée.

Lorsque la phase liquide est mise en mouvement à travers les pores, la partie compacte de la double couche électrique reste solidaire de la surface du solide (les cations sont adsorbés au niveau de cette surface). Il se produit donc un déplacement tangentiel de la couche diffuse par rapport à la couche compacte. Le plan de glissement entre les deux couches est appelé plan de cisaillement. Il correspond à une surface hydrodynamique où la vitesse du fluide est nulle lorsque l'eau circule à travers le milieu poreux.

On définit alors un potentiel électrique appelé **potentiel zêta** correspondant à la valeur du potentiel électrostatique au niveau du plan de cisaillement. La position de ce plan n'est pas connue de façon exacte, mais il est généralement admis que celui-ci est pratiquement confondu avec le plan externe de Helmholtz (PHE), qui sépare la couche compacte de la couche diffuse. Le potentiel zêta est lié à la conductivité de surface, au pH de l'électrolyte, à la température, la salinité et à la résistivité de fluide (*Ishido and Mizutani (1981), Vane and Zang (1997), Revil et al. (1999)*). Dans la couche compacte, le potentiel électrique varie linéairement alors qu'il varie de manière exponentielle dans la couche diffuse :

$$V(x > d) = \varphi_d \exp\left(-\sqrt{\frac{2 n_0 (Z e)^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_r k T}} x\right) = \varphi_d \exp\left(-\frac{x}{\chi_D}\right) \quad (2.5)$$

où φ_d est le potentiel interne de la couche diffuse, ε_0 la permittivité électrique du vide, et ε_r la constante diélectrique relative. L'axe x correspond à l'axe perpendiculaire à l'interface eau/roche, et d marque la distance de l'interface au plan de cisaillement (cf. Figure 2.4).

Pour introduire la notion de potentiel d'écoulement, considérons une membrane poreuse, chargée au contact d'un liquide contenant des espèces chargées (par exemple une solution saline chargée en Na⁺ et Cl⁻). Un excès de charge s'installe au sein de la double couche électrique, et se développe à l'interface solide-liquide. Lorsqu'un gradient de pression est exercé

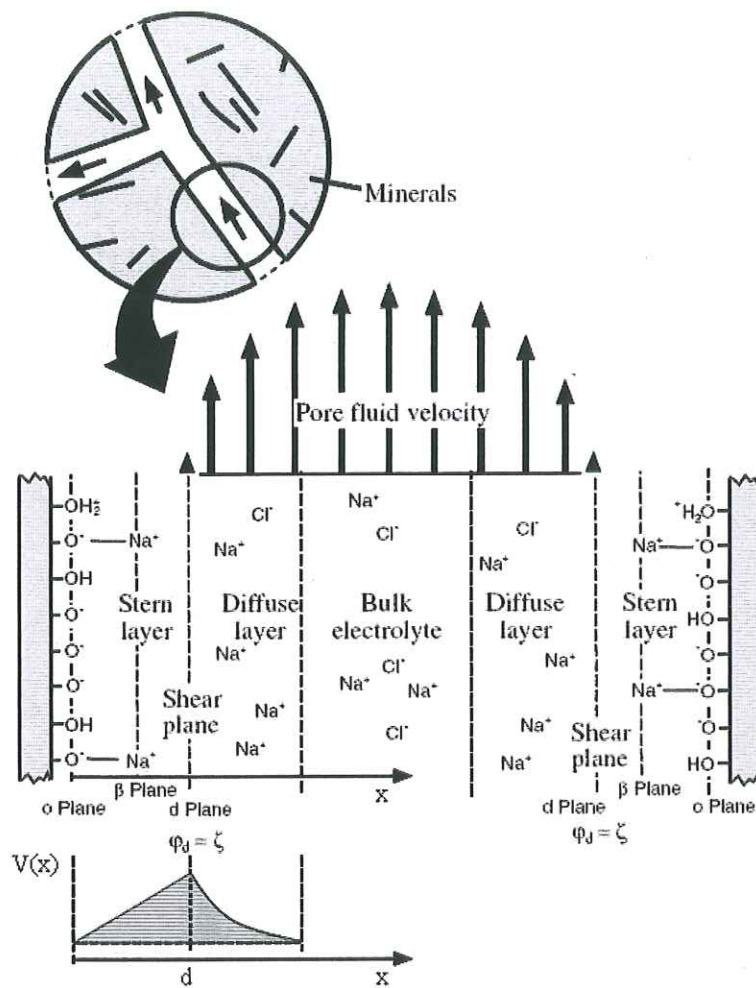


FIG. 2.4 – Distribution ionique au sein de la double couche électrique. Le potentiel varie de façon linéaire depuis l'interface solide-liquide jusqu'à l'interface entre la couche de Stern et la couche diffuse. Il subit une décroissance exponentielle à partir de $x > d$. D'après *Revil et al. (2002)*, modifié.

à travers les pores de la membrane, les charges présentes dans la couche diffuse de la double couche électrique sont entraînées avec le liquide vers le compartiment basse pression, créant ainsi un courant d'écoulement I_e , dit de convection. Le gradient de potentiel électrique résultant du déséquilibre de charges produit entre les extrémités des pores par le gradient de pression, génère un courant de conduction I_c , opposé au flux convectif des charges, ce qui permet de tendre vers un rééquilibrage des charges. La différence de potentiel électrique mesurée aux extrémités de l'échantillon est appelée potentiel d'électrofiltration (cf. Figure 2.5).

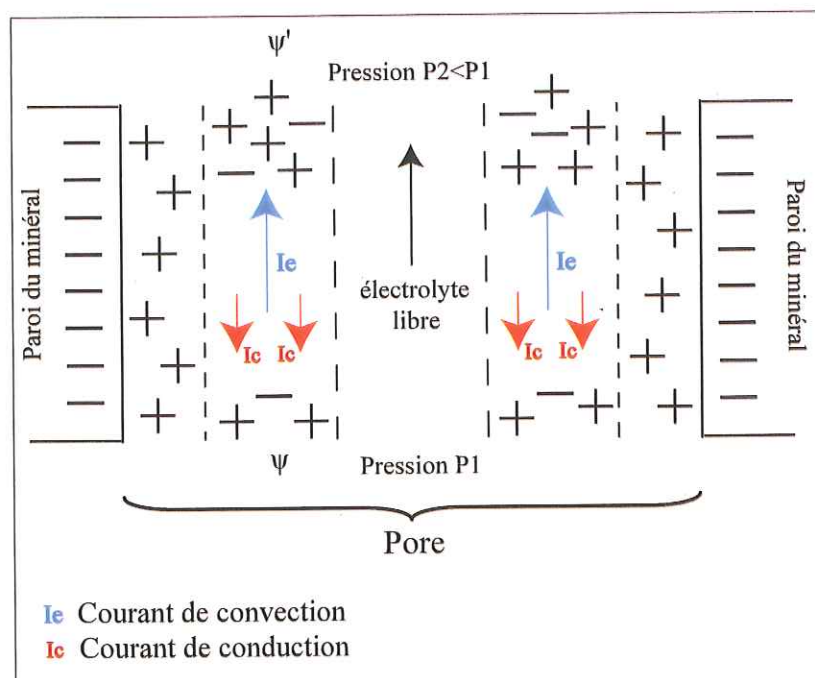


FIG. 2.5 – Origine du potentiel d'écoulement. La variation de potentiel $\delta\psi = \psi' - \psi$ est créée par une différence de pression $\delta p = P1 - P2$.

En 1903, Smoluchowski énonce la relation de base de l'électrofiltration qui associe le gradient de potentiel électrique et le gradient de pression de fluide qui en est la cause. L'équation de Helmholtz-Smoluchowski décrit les phénomènes électrocinétiques qui ont lieu dans des capillaires poreux homogènes à symétrie cylindrique (1-D), en régime laminaire, et pour des conductivités de surface des grains négligeables devant la conductivité électrique de l'eau porale. Elle s'énonce de la façon suivante :

$$\frac{\delta\psi}{\delta p} = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 \zeta}{\eta \sigma_f} = C_{HS} \quad (2.6)$$

où $\delta\psi$ et δp sont respectivement la différence de potentiel électrique et la différence de pression du fluide aux bornes du milieu poreux, ε_0 est la permittivité électrique du vide, ε_r est la constante diélectrique relative du fluide, σ_f est la conductivité du fluide (S m^{-1}), η la viscosité dynamique du fluide (Pa s), ζ est le potentiel zêta (V) et C_{HS} le coefficient de couplage électrocinétique (V Pa^{-1}).

Le phénomène d'électrofiltration peut être explicité grâce aux lois physiques que nous connaissons : comme nous l'avons décrit ci-dessus, il résulte de la contribution de deux courants circulant en sens opposé pour tendre vers un équilibre des charges. Il vient :

$$\vec{J} = \underbrace{-\sigma \vec{\nabla} V}_{(1)} - \underbrace{L(\vec{\nabla} p - \rho_f \vec{g})}_{(2)} \quad (2.7)$$

où J est la densité de courant ($A \cdot m^{-2}$), σ la conductivité électrique du milieu poreux ($S \cdot m^{-1}$), V est le potentiel électrique (V), L est le paramètre de couplage électrocinétique ($m^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$), p la pression du fluide (Pa), ρ_f est la masse volumique du fluide ($kg \cdot m^{-3}$), et \vec{g} l'accélération de la pesanteur ($m \cdot s^{-2}$).

C_{HS} et L sont liés par la relation $C_{HS} = (\partial\psi/\partial p)_{\vec{J}=0} = -(L/\sigma)$.

L'équation 2.7 correspond à la loi d'Ohm généralisée. Le premier terme équivaut au courant électrique de conduction I_c induit par un gradient de charges (loi d'Ohm) ; le second terme correspond au courant de convection I_e induit par le déplacement des charges de la double couche électrique sous l'effet du gradient de pression (électrofiltration).

Etant donné que la densité de courant correspond au flux net de charges, en l'absence de sources externes de courant électrique, l'équation de conservation de la charge s'écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0 \quad (2.8)$$

En combinant les équations 2.7 et 2.8, il vient :

$$\vec{\nabla} \cdot (\sigma \vec{\nabla} V) = -\vec{\nabla} \cdot [L(\vec{\nabla} p - \rho_f \vec{g})] \quad (2.9)$$

Comme le champ électrique E est relié au potentiel électrique suivant la relation $\vec{E} = -\vec{\nabla} V$, il vient :

$$\nabla^2 V = \underbrace{-\frac{1}{\sigma} \vec{\nabla} \cdot [L(\vec{\nabla} p - \rho_f \vec{g})]}_{(1)} + \underbrace{\frac{\vec{\nabla} \sigma}{\sigma} \cdot \vec{E}}_{(2)} \quad (2.10)$$

L'équation 2.10 met en évidence deux types de sources de courant électrique :

1. Les sources primaires générées par l'écoulement. Elles correspondent au terme (1) qui peut se développer de la façon suivante :

$$-\underbrace{\frac{1}{\sigma} \vec{\nabla} L \cdot \vec{\nabla} p}_{(1.1)} + \underbrace{\frac{\rho_f}{\sigma} \vec{\nabla} L \cdot \vec{g}}_{(1.2)} - \underbrace{\frac{L}{\sigma} \nabla^2 p}_{(1.3)} \quad (2.11)$$

Les sources primaires sont de trois types :

- (1.1) : les sources induites par un gradient de pression de fluide non perpendiculaire à un contraste de paramètre de couplage électrocinétique L
 - (1.2) : les sources générées par des contrastes horizontaux de coefficient de couplage L
 - (1.3) : les sources produites par des laplaciens non nuls de pression de fluide
2. Les sources secondaires, correspondant au terme (2), induites par des contrastes de conductivité électrique du sol

Autres sources possibles de polarisation spontanée

Des mécanismes autres que l'électrofiltration peuvent être à l'origine de phénomènes de polarisation naturelle dans le sol.

Dans le cadre de notre étude, les sources de potentiels les plus courantes sont de trois types :

1. **Les courants thermoélectriques**, qui sont générés par des gradients de température. Le couplage thermo-électrique correspond à l'apparition d'un gradient de potentiel électrique dans une roche lorsque celle-ci est soumise à un gradient de température. La valeur de ce gradient est très variable, et peut être positive ou négative; elle est typiquement comprise entre -1 et $+1.5 \text{ mV } ^\circ \text{C}^{-1}$ (Dorfman *et al.*, 1977). D'après Corwin and Hoover (1979), la valeur moyenne de ce gradient est de $0.2 \text{ mV } ^\circ \text{C}^{-1}$. Dans la mesure où de forts gradients thermiques sont inévitables en contexte volcanique, l'effet thermoélectrique peut constituer une source de bruit qui doit être prise en compte.
2. **Le couplage électrochimique** : lorsque deux milieux, ayant des potentiels rédox différents, sont séparés par un conducteur, celui-ci va assurer le transport des électrons d'un milieu à l'autre, générant une différence de potentiel (Sato and Mooney, 1960). En contexte géothermique, les phénomènes électrochimiques sont considérés comme faibles, et sont de l'ordre de la dizaine de mV. Le signe de ces anomalies (négatif le plus souvent), ainsi que leur longueur d'onde permet de les distinguer des signaux d'origine thermoélectrique ou électrocinétique.
3. La dernière source de polarisation possible en contexte volcanique est connue sous le terme anglophone de **Rapid Fluid Disruption**, signifiant perturbation rapide du fluide, présentée par Johnston and Lockner (2001). Celle-ci correspond à un mécanisme de séparation de charges capable de produire un signal de polarisation spontanée, lors de la vaporisation soudaine d'un fluide de subsurface au contact d'une roche chaude. Ce principe assez controversé, a fait l'objet de discussions dans les articles de Revil (2002) et Johnston *et al.* (2002).

Equipement L'un des principaux avantages de la méthode de polarisation spontanée réside dans sa facilité de mise en oeuvre : légère, et de faible coût, la méthode ne nécessite que l'usage de deux électrodes, d'une bobine de câble et d'un voltmètre. Cependant, il est nécessaire de prendre quelques précautions dans le choix du matériel, afin de s'assurer de la fiabilité des mesures :

Les électrodes employées doivent être non-polarisables pour éviter l'accumulation de charges à la surface de l'électrode métallique. Elles doivent être connectées à un voltmètre à haute impédance d'entrée, de telle sorte qu'aucun courant ne circule dans le système. Cette impédance doit être d'au moins un ordre de grandeur supérieur à l'impédance du sous-sol entre les deux électrodes de mesure.

Mise en oeuvre

Les mesures de potentiel spontané se réalisent donc à l'aide de deux électrodes impolarisables et d'un voltmètre.

Ces mesures permettent d'obtenir un profil ou une cartographie :
- statique de la distribution de potentiel électrique à la surface du sol

ou

- dynamique pour réaliser un suivi temporel des variations de ce même potentiel.

Il existe deux techniques de prise de mesures : la technique dite de base fixe, et la technique du gradient.

La configuration à base fixe consiste à mesurer la différence de potentiel par rapport à une référence dont la position reste inchangée. On déplace alors l'électrode de potentiel de proche en proche suivant le choix de l'échantillonnage spatial, de sorte à réaliser un balayage de la zone d'étude. Cette configuration peut s'avérer difficile à mettre en oeuvre lorsque les distances à couvrir sont importantes, car elle nécessite le déploiement d'une grande longueur de câble. De plus, le choix de la référence est déterminant, car il permet d'éviter qu'une erreur systématique ne se répercute sur l'ensemble des mesures. On choisit pour cela la référence la plus stable possible, située en dehors de toute source pouvant générer une variation de potentiel qui pourrait être confondue avec la cible (racines d'arbres, etc.).

La configuration du gradient consiste à déplacer simultanément la paire d'électrodes d'un point de mesure à un autre. Pour chaque lecture, la première électrode du dipôle est placée dans le dernier trou de mesure. Cette étude est couramment utilisée pour la cartographie de zones étendues. Elle présente l'inconvénient d'accumuler les erreurs à chaque déplacement du dipôle.

Les boucles Certains profils sont réalisés de telle sorte qu'ils se referment sur eux-mêmes pour former une boucle. Dans ce cas, la somme algébrique des différences de potentiel le long de la boucle doit obéir à la loi de Kirchhoff : en dehors du volume source, la somme des différences de potentiel le long d'une surface fermée est nulle.

En pratique, lorsqu'une boucle est réalisée, la somme des différences de potentiel est non-nulle, ce qui est du, le plus souvent, aux erreurs générées par les changements de base successifs. La somme des potentiels est alors répartie le long de la boucle, sur chaque segment où la base a été modifiée, de sorte que la loi de Kirchhoff soit vérifiée.

Application aux systèmes hydrothermaux Zohdy *et al.* (1973), Zablocki (1976) et Corwin and Hoover (1979) ont été les pionniers dans l'étude des systèmes volcaniques et/ou hydrothermaux par la méthode de polarisation spontanée. Depuis, la méthode s'est révélée très probante car elle permet de caractériser les systèmes hydrothermaux présents au sein des édifices volcaniques et de comprendre les circulations de fluides qui y sont associées. Les travaux de Zlotnicki *et al.* (1998), Lénat *et al.* (1998), Kanda and Mori (2002), Finizola (2002), Aizawa *et al.* (2005), et de Finizola *et al.* (2006), notamment, ont permis d'aboutir à des modèles schématiques de circulation de fluides impliquant des changements de phases. ?

2.2 Application des méthodes géoélectriques à la différenciation des phases d'un électrolyte

Les méthodes électriques sont couramment utilisées dans l'exploration des systèmes géothermaux. Nous nous intéressons essentiellement ici à la caractérisation du sous-sol par la distribution de résistivité électrique. La plupart des matériaux géologiques sont de mauvais conducteurs, exception faite des oxydes et sulfures métalliques et du graphite. La conduction dans les roches est la plupart du temps de nature électrolytique, car elle est due à la présence de fluide occupant l'espace poral de la roche. Il existe différentes lois empiriques qui relient la

résistivité d'un matériau à chacun de ses constituants. La plus courante est la loi d'Archie, qui exprime la résistivité d'une formation sédimentaire ρ_r sans argile en fonction de sa porosité ϕ et de la résistivité de l'électrolyte ρ_f :

$$\rho_r = \frac{a}{\phi^m S_r^n} \rho_f \quad (2.12)$$

où S_r est la saturation, définie comme le rapport entre le volume de fluide et le volume de pores. a , m (appelé facteur de cimentation) et n sont des constantes qui dépendent du matériau. A saturation totale (S_r égale à 1), la nature du fluide va jouer un rôle essentiel : sa composition chimique (avec notamment son degré de salinité), mais aussi son état (liquide ou gazeux) seront les paramètres les plus importants. La phase dans laquelle se trouvera le fluide est dépendante des conditions de pression et de température du matériau. Il est important de définir l'impact de ces paramètres sur la résistivité électrique afin d'interpréter les résultats avec le moins d'ambiguïté possible. Nous tentons ici d'établir un état de l'art sur l'application de la résistivité électrique à la reconnaissance des phases de l'électrolyte ; notre synthèse a pour but de comprendre l'influence des différents paramètres sur la résistivité, ainsi que les changements qui s'opèrent dans le milieu poreux au passage liquide/vapeur.

Un tel changement de phase se produit dans des conditions de pression et de température données. Le point d'ébullition augmente avec la pression ; il est de 100 ° C à 1 bar et se calcule à une pression P' grâce à la relation de Clapeyron.

2.2.1 Effets de la pression et de la température

Llera et al. (1990) ont étudié l'effet d'une augmentation de température sur des échantillons issus d'une formation volcanique. La pression de confinement et la pression de pores ont été maintenues constantes à 7 MPa. Les échantillons ont été saturés par une solution saline, puis chauffés de 20 ° C à 250 ° C par incrément de 20 ° C par heure. Pour une température inférieure à 200 ° C, une tendance uniforme a été observée pour tous les échantillons, avec une diminution de la résistivité au fur et à mesure que la température augmente. Pour une série d'échantillons, la résistivité a été réduite d'un facteur six à dix entre le début et la fin de l'expérience.

Watanabe (1983) a montré que l'allure de cette décroissance était de type exponentiel : la loi d'Archie, pour une saturation en fluide égale à 1, nous donne

$$\rho_r = a \phi^{-m} \rho_f \quad (2.13)$$

Il est alors possible d'exprimer la résistivité du fluide ρ_f : un ion se déplaçant dans un électrolyte subit à la fois une force électrique et une force de frottement visqueux. Cette dernière se calcule avec la loi de Stokes, en assimilant l'ion à une sphère de rayon r_s . A la vitesse limite, les deux forces sont égales et l'on obtient :

$$\rho_f = \frac{6\pi r_s \eta}{n e F |Z|^2} \quad (2.14)$$

où η est la viscosité dynamique, r_s est le rayon de la sphère, n la concentration de l'espèce ionique, e la charge élémentaire, F la constante de Faraday, et Z la valence.

La viscosité des liquides décroît avec la température selon la loi d'Andrade :

$$\eta = \eta_0 \exp\left(\frac{U}{kT}\right) \quad (2.15)$$

où η_0 est une constante, U est l'énergie d'activation d'un fluide visqueux (kJ mole^{-1}), k est la constante de Boltzmann, et T la température absolue.

En combinant les équations 2.13, 2.14 et 2.15, la résistivité du matériau s'exprime comme il suit :

$$\rho_r = a \phi^{-m} \frac{6\pi r_s \eta_0}{n e F |Z|^2} \exp\left(\frac{U}{kT}\right) \quad (2.16)$$

L'équation 2.16 explique la décroissance de la résistivité avec l'augmentation de température. Ce comportement reste valable tant que l'électrolyte est sous forme liquide.

Roberts et al. (2001) ont mené une étude similaire afin de comprendre l'effet d'une augmentation de température sur la résistivité ; pour cela, ils ont utilisé un échantillon saturé soumis à une pression de confinement de 50 bars maintenue constante. Lors de la phase de réchauffement, la pression de pore d'une extrémité de l'échantillon a été maintenue à 1 bar, tandis que l'autre extrémité a été soumise à une pression allant de 8 à 15 bars. La formation de vapeur s'est produite à l'extrémité de plus basse pression. Comme nous le montre la Figure 2.6, la résistivité à une température initiale de 20°C s'élève à $600 \Omega \text{ m}$. Une remarquable décroissance de la résistivité peut ensuite être observée jusqu'à une température de 110°C , en bon accord avec les résultats de *Llera et al.* (1990). La courbe de tendance s'inverse au-delà de 110°C , et se caractérise par une croissance régulière de la résistivité. Cette augmentation est interprétée comme un changement de phase de l'électrolyte qui passe de la phase liquide en phase vapeur. Au sein de cet échantillon saturé, le mécanisme de conduction qui prédomine est de nature électrolytique. Quand la phase liquide se transforme en vapeur, le mécanisme de conduction est rompu, ce qui rend la vapeur plus résistante que le liquide. L'augmentation de la résistivité due à la présence de vapeur est en bon accord avec les résultats de *Vaughan et al.* (1993) qui ont observé un comportement similaire en laboratoire, en injectant de la vapeur dans du sable saturé.

Autour de 140°C , la résistivité est sensiblement identique à celle qui a été relevée à la température ambiante de 20°C . Il est donc moins ambigu de suivre l'évolution de la résistivité avec la température (à pression connue) et de reconnaître un changement de phase, plutôt que de déduire une température à partir des valeurs de résistivités.

Pour un liquide saturant non-bouillant, *Guéguen and Palciauskas* (1992) et *Roberts et al.* (2001) ont montré que l'effet de la température sur la résistivité était prédominant, et bien plus influent que l'effet de la pression. En maintenant une température constante de 21°C , et en faisant varier la pression de confinement de 3 à 100 bars, *Roberts et al.* (2001) ont observé une augmentation de la résistivité de l'ordre de 20 à 35 % (cf. Figure 2.7). En comparaison, une augmentation de température de 21 à 150°C réalisée à pression constante provoque une diminution de résistivité d'un facteur 5 à 7.

Les résultats que nous venons d'évoquer sont très encourageants pour l'application de la méthode de résistivité électrique à la reconnaissance des changements de phase. Cependant, il existe des limitations à cette application, relatives à la présence d'argile dans la matrice rocheuse. Dans un pareil cas de figure, *Ramirez et al.* (1993) ont observé une décroissance continue de la résistivité du matériau lors de phase d'injection de vapeur. *Ramirez et al.* (1993) ont fait l'hypothèse d'un échange cationique entre l'électrolyte et la matrice qui a permis d'accroître la concentration des ions dans la phase aqueuse ; cela a eu pour effet d'augmenter la conductivité du matériau après l'injection de vapeur. En présence d'argile, la loi d'Archie

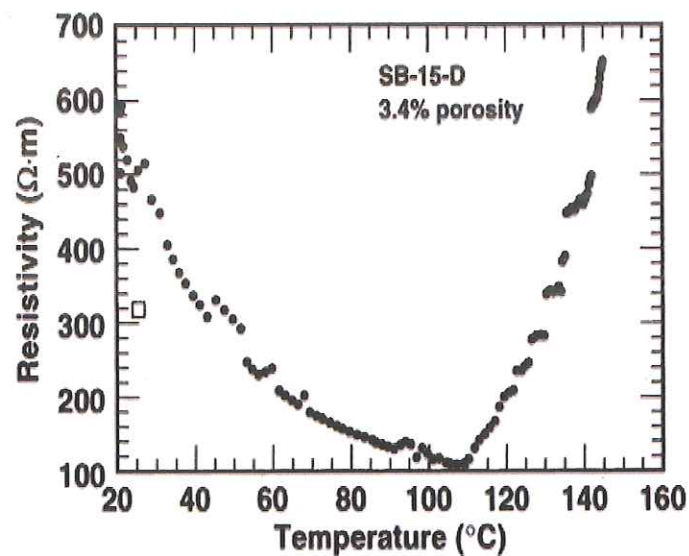


FIG. 2.6 – Variation de la résistivité électrique en fonction de la température, à pression de confinement constante (50 bars). L'augmentation de la résistivité au-delà de 110 ° C est imputée à la formation de vapeur dans le milieu poreux. D'après *Roberts et al.* (2001).

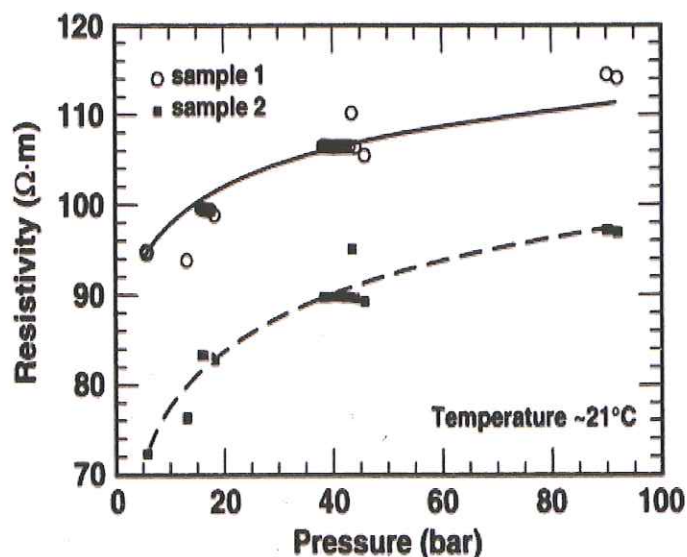


FIG. 2.7 – Variation de la résistivité en fonction de la pression de confinement, à température constante (21 ° C). D'après *Roberts et al.* (2001).

telle qu'elle a été énoncée dans l'équation 2.12 n'est plus valable. L'excès de charges négatives à la surface des minéraux argileux ainsi que leur très grande surface spécifique confèrent aux argiles une conductivité de surface qui ne devient plus négligeable devant la conductivité de l'électrolyte. Il existe un paramètre adimensionnel qui rend compte de l'importance relative de la conductivité de surface par rapport à celle du fluide, le paramètre de Dukhin (*Jiménez et al.*, 2007). Le paramètre de Dukhin Du est défini comme la rapport entre la conductivité de surface σ_s et la conductivité du fluide σ_f ,

$$Du \equiv \frac{\sigma_s}{\sigma_f} \quad (2.17)$$

Selon la valeur de Du (en particulier, s'il est supérieur ou inférieur à 1), la conductivité électrique du milieu granulaire saturé s'exprimera différemment (cf. *Crespy et al.* (2007) pour de plus amples détails). L'application des méthodes électriques au cas particulier des argiles est donc à considérer avec précaution.

Enfin, d'autres méthodes électriques ont été testées, dans le but de déterminer leur sensibilité à des injections de fluides sous différentes phases. *Moore et al.* (2003) ont réalisé une série de tests d'injection avec la méthode de potentiel spontané, et ont regardé la réponse du potentiel d'écoulement avec le temps; la réponse du signal à une injection de vapeur s'est révélée complexe, et difficile à exploiter.

La méthode de résistivité électrique se révèle la plus probante dans la détection de changement de phases car elle donne une réponse claire, avec des ordres de grandeur qui varient de 5 à 7 fois entre les phases liquide et vapeur.

2.2.2 Invasion du milieu poreux par la vapeur lors du changement de phase

Lorsque les conditions de pression et de température sont réunies pour permettre la formation de vapeur dans le milieu poreux, nous venons de voir que la méthode de résistivité électrique est capable de caractériser ce changement par une augmentation de la résistivité au-delà de la température d'ébullition.

Mais de quelle façon se produit l'invasion de vapeur dans le milieu? Quels en sont les principes?

Roberts et al. (2001) et *Roberts* (2002) ont étudié les propriétés d'échantillons microporeux à haute température. Leur expérience consistait à saturer un échantillon extrait d'un site géothermal à faible perméabilité (de l'ordre de 10^{-21} m^2), et de le soumettre à une température et pression de confinement constantes (147° C à 50 bars). En abaissant graduellement la pression de pore à une extrémité de l'échantillon, ils ont observé que l'augmentation de résistivité s'établissait de façon progressive au-delà de la pression nécessaire à la formation de vapeur. Si la formation de vapeur se produisait de façon instantanée, sa distribution serait homogène dans le milieu poreux; la résistivité augmenterait de façon brutale et resterait constante au-delà de la pression nécessaire à la formation de la phase gazeuse. *Roberts et al.* (2001) et *Roberts* (2002) ont montré que ce n'était pas le cas (cf. Figure 2.8).

Ils expliquent l'augmentation progressive de la résistivité par un "modèle hétérogène" du milieu poreux. En effet, l'espace poral peut être décrit comme un réseau de capillaires interconnectés, de rayon variable. Lorsque les pores les plus petits sont saturés de deux fluides non miscibles, les propriétés physiques de la roche se trouvent fortement modifiées (*Guéguen*

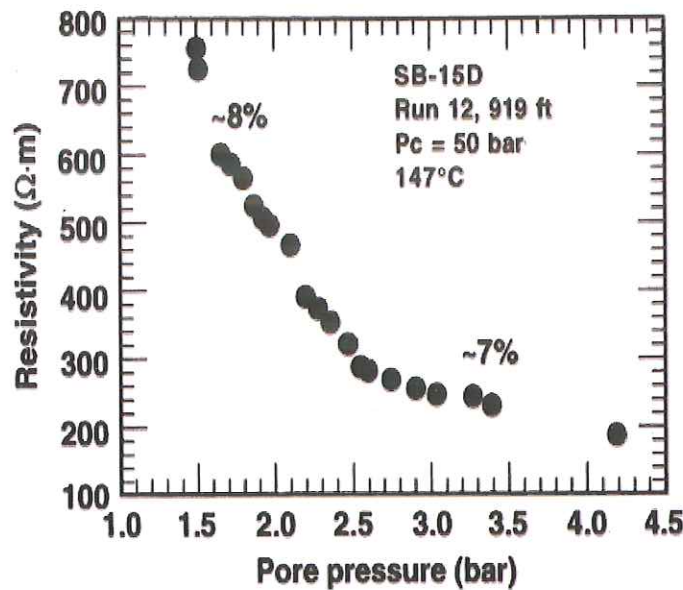


FIG. 2.8 – Variation de la résistivité en fonction de la pression de pore, à température et pression de confinement constantes (147 ° C à 50 bars). D'après *Roberts et al.* (2001).

and *Palciauskas*, 1992). La différence de pression à travers une surface séparant deux fluides non-miscibles à l'intérieur d'un capillaire est appelée pression capillaire.

La loi de Jurin-Laplace permet de relier la pression capillaire (aussi appelée succion matricielle), existant au niveau de l'interface entre les deux fluides présent dans le pore, au rayon du pore équivalent :

$$P_c = \frac{2\gamma \cos \theta}{r} \quad (2.18)$$

où γ est la tension superficielle, θ l'angle de mouillage, et r le rayon du capillaire.

Ce sont les forces de tension superficielle qui créent le différentiel de pression entre les deux phases.

Dans notre cas, à l'intérieur des pores, il existerait un encerclement d'eau liquide piégée par la phase vapeur. Cette fraction liquide serait en surpression, et sa pression P_L s'écrirait :

$$P_L = P_P + \frac{2\gamma \cos \theta}{r} \quad (2.19)$$

où P_P est la pression de pore.

Pour qu'il y ait ébullition, il faut que la pression dans le liquide P_L soit inférieure à la pression d'ébullition de l'eau P_{eb} , soit :

$$P_P + \frac{2\gamma \cos \theta}{r} \leq P_{eb} \quad (2.20)$$

il vient :

$$P_P \leq P_{eb} - \frac{2\gamma \cos \theta}{r} \quad (2.21)$$

La pression capillaire étant inversement proportionnelle au rayon du capillaire, plus le rayon est petit, plus il faudra abaisser la pression de pore pour provoquer l'ébullition. Il en résulte que tous les capillaires ne vont pas être envahis par la vapeur à la même vitesse : les capillaires les plus gros seront envahis en premier, les capillaires les plus fins auront une zone liquide qui restera piégée jusqu'à ce que la pression soit suffisamment basse pour autoriser la formation de vapeur.

2.3 Les méthodes sismo-acoustiques

Lors de nos expériences de terrain, nous avons fait le choix de travailler sur des réseaux de géophones. L'utilisation synchronisée de géophones, qui constituent une antenne, a pour effet d'augmenter la résolution de la localisation de la source, et d'augmenter le rapport signal sur bruit. Nous nous sommes donc tournés naturellement vers l'utilisation d'antennes de géophones, domaine déjà largement étudié en géophysique (*Schisselle*, 2002), (*Roux*, 2008), mais aussi en traitement du signal, en acoustique (*Debever and Kuperman*, 2007), (*Kuperman and Turek*, 1997) ou en robotique (*Argentieri*, 2006). Les méthodes d'antennes visent à déterminer les délais temporels causés par la propagation du signal entre de multiples géophones. Tout comme un son parvient à nos oreilles avec un décalage temporel dû à la propagation, l'échantillonnage spatial opéré par une antenne de géophones est à l'origine de décalages temporels entre chacun des signaux (Time Delay Of Arrival), disponibles en sortie des géophones. La méthode de localisation de sources présentée ici vise à exploiter l'information spatiale contenue dans ces délais, pour remonter à l'origine des sources acoustiques.

La technique de traitement qui a été exploitée vient du domaine de l'acoustique sous-marine, et porte de le nom de *Beamforming*, signifiant formation de voie. Cette technique a pour but de rechercher l'angle d'incidence d'un front d'onde plan.

La méthode du *Matched-Field Processing* est une généralisation du Beamforming, qui peut s'appliquer lorsque les fronts d'onde recherchés ne sont pas plans (c'est à dire lorsque les sources ne sont pas en champ lointain). La technique consiste à considérer un jeu de données synthétiques, le réplica, que l'on calcule en chaque point d'une grille de recherche pré-définie. Le Matched-Field processing équivaut à une corrélation linéaire entre le réplica et les données réelles. C'est à partir du réplica qui a permis d'obtenir une corrélation maximum que l'on estime la position de la source.

L'amélioration de la localisation des sources est permise grâce à une décomposition en composantes orthogonales de l'espace formé par les données. Cette technique est déjà couramment utilisée dans l'algorithme MUSIC (pour MULTIPLE Signal Classification), et est décrite en détails par *Schisselle* (2002). Cette décomposition permet, dans un cas idéal, de séparer toutes les composantes du champ d'onde qui a été enregistré par l'antenne. Ainsi, on effectue une décomposition en valeurs singulières de la matrice de covariance, et on attribue à chaque valeur singulière une source; chaque source peut alors être traitée indépendamment par la méthode du Matched Field processing pour retrouver sa position.

Toutes les étapes de calcul pour les techniques que nous venons d'évoquer seront développées dans la partie 3.3.1.

Bibliographie

- Aizawa, K., R. Yoshimura, N. Oshiman, K. Yamazaki, T. Uto, Ogawa, and al. (2005), Hydrothermal system beneath Mt. Fuji volcano inferred from magnetotellurics and electric self-potential, *Earth and Planetary Science Letters*, 235, 343–355.
- Argentieri, S. (2006), Conception d'un capteur sonore pour la localisation de source en robotique mobile, Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier - Toulouse III.
- Corwin, R. F., and D. Hoover (1979), The self-potential method in geothermal exploration, *Geophysics*, 44 (2), 226–245.
- Crespy, A., A. Bolève, and A. Revil (2007), Influence of the Dukhin and Reynolds numbers on the apparent zeta potential of granular porous media, *Journal of Colloid and Interface Science*, 305, 188–194.
- Debever, C., and W. Kuperman (2007), Robust matched-field processing using a coherent broadband white noise constraint processor, *J. Acoust. Soc. Am.*, 122, 1979–1986, doi : 10.1121/1.2769830.
- Dorfman, M., M. Oskay, and M. Gaddis (1977), Self-potential profiling – a new technique for determination of heat movement in a thermal oil recovery flood, *Preprint, presented at the 52nd Ann. Meet., SPE of AIME, Denver, CO.*
- Finizola, A. (2002), Etude de systèmes hydrothermaux de volcans actifs : Misti (Pérou) et Stromboli (Italie); approches géophysiques et géochimiques., Ph.D. thesis, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand II.
- Finizola, A., A. Revil, E. Rizzo, S. Piscitelli, T. Ricci, J. Morin, B. Angeletti, L. Mochain, and F. Sortino (2006), Hydrogeological insights at Stromboli volcano (Italy) from geoelectrical, temperature, and CO₂ soil degassing investigations, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L17,304, doi :10.1029/2006GL026842.
- Guéguen, Y., and V. Palciauskas (1992), *Introduction à la physique des roches*, 299 pp.
- Ishido, T., and H. Mizutani (1981), Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its applications to geophysics, *J. Geophys. Res.*, 86 (B3), 1763–1775.
- Jiménez, M., F. Arroyo, F. Carrique, and A. Delgado (2007), Surface conductivity of colloidal particles : Experimental assessment of its contributions, *Journal of Colloid and Interface Science*, 316, 836–843, doi :10.1016/j.jcis.2007.07.016.
- Johnston, a. B. J., M.J.S., and D. Lockner (2001), Rapid fluid disruption : a source for self-potential anomalies on volcanoes, *J. Geophys. Res.*, 106 (B3), 4327–4335.

- Johnston, M., D. Lockner, and J. D. Byerlee (2002), Reply to comment by Revil on "Rapid Fluid Disruption : A source for self-potential anomalies" by M. J. S. Johnston, J. D. Byerlee, and D. Lockner, *J. Geophys. Res.*, 107, No. B8, 2159, ETG 4 – 1, doi :10.1029/2002JB001794.
- Kanda, W., and S. Mori (2002), Self-potential anomaly of Satsuma-Iwojima volcano, *Earth Planets Space*, 54, 231–237.
- Kemna, A., J. Vanderborght, B. Kulesa, and H. Vereecken (2002), Imaging and characterisation of subsurface solute transport using electrical resistivity tomography (ERT) and equivalent transport models, *Journal of hydrology*, 267, 125–146.
- Kuperman, W., and G. Turek (1997), Matched field acoustics, *Mechanical Systems and Signal Processing*, 11 (1), 141–148.
- Llera, F., M. Sato, K. Nakatsuka, and H. Yokoyama (1990), Temperature dependence of the electrical resistivity of water-saturated rocks, *Geophysics*, 55 (5), 576–585.
- Lénat, J., B. Robineau, S. Durand, and P. Bachèlery (1998), Etude de la zone sommitale du volcan Karthala (Grande Comore) par polarisation spontanée, *C. R. Acad. Sci.*, 327, 381–388.
- Loke, M., and R. Barker (1996a), Rapid least-squares inversion of apparent resistivity pseudosections using a quasi-Newton method, *Geophysical Prospecting*, 44, 131–152.
- Loke, M., and R. Barker (1996b), Practical techniques for 3D resistivity surveys and data inversion, *Geophysical Prospecting*, 44, 499–523.
- Moore, J., S. Glaser, and H. Morrison (2003), Large-scale physical modeling of water injection into geothermal reservoirs and correlation to self-potential measurements, *Proceedings, Twenty-Eighth Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*.
- Oldenburgh, D., P. McGillivray, and R. Ellis (1993), Generalized subspace methods for large scale inverse problems, *Geophys. J. Int.*, 114, 12–20.
- Pidlisecky, A., E. Haber, and R. Knight (2007), RESINVM3D : A 3D resistivity inversion package, *Geophysics*, 72 (2), H1–H10, doi :10.1190/1.2402499.
- Ramirez, A., W. Daily, D. LaBrecque, E. Owen, and D. Chesnut (1993), Monitoring an underground steam injection process using electrical resistance tomography, *Water Resour. Res.*, 29 (1), 73–87.
- Revil, A. (2002), Comment on "Rapid fluid disruption : A source for self-potential anomalies on volcanoes" by M. J. S. Johnston, J. D. Byerlee, and D. Lockner, *J. Geophys. Res.*, 107, No B8, 2155, ETG 2–1, doi :10.1029/2001JB000788.
- Revil, A., and P. Glover (1997), Theory of ionic-surface electrical conduction in porous media, *Phys. Rev. B*, 55, 1757– 1773.
- Revil, A., P. Pezard, and P. Glover (1999), Streaming potential in porous media. 1. Theory of the zeta-potential, *J. Geophys. Res.*, 104 (B9), 20,021–20,031.

- Revil, A., D. Hermitte, E. Spangenberg, and J. Cochemé (2002), Electrical properties of zeolitized volcanoclastic materials, *J. Geophys. Res.*, 107 (B8, 2168), ECV 3-1 - 3-17, doi :10.1029/2001JB000599.
- Roberts, J. (2002), Electrical properties of microporous rock as a function of saturation and temperature, *J. Appl. Phys.*, 91 (3), 1687-1694.
- Roberts, J., A. Duba, B. Bonner, and P. Kasameyer (2001), The effects of capillarity on electrical resistivity during boiling in metashale from scientific corehole SB-15-D, The Geysers, California, USA, *Geothermics*, 30, 235-254.
- Roux, P. (2008), Méthodes sismologiques pour l'étude de la fracturation dans les glaciers alpins : glaciers d'Argentière et du Gorner, Ph.D. thesis, Université de Savoie.
- Samouëlian, A., I. Cousin, A. Tabbagh, A. Bruand, and G. Richard (2005), Electrical resistivity survey in soil science : a review, *Soil & Tillage Research*, 83, 173-193.
- Sato, M., and H. Mooney (1960), The electrochemical mechanism of sulfide self-potentials, *Geophysics*, 3, 226-249.
- Schissele, E. (2002), Analyse et caractérisation des phases sismiques régionales enregistrées par des antennes de capteurs, Ph.D. thesis, Université de Nice-Sophia-Antipolis.
- Vane, L., and G. Zang (1997), Effect of aqueous phase properties on clay particle zeta potential and electro-osmotic permeability ; implications for electro-kinetic soil remediation processes, *J. Hazard. Mater.*, 55, 1-22.
- Vaughan, P., K. Udell, and M. Wilt (1993), The effects of steam injection on the electrical conductivity of an unconsolidated sand saturated with a salt solution, *J. Geophys. Res.*, 98 (B1), 509-518.
- Watanabe, K. (1983), A study of electrical measurements of underground hydraulic fractures for geothermal development, Master's thesis, Tohoku University (in Japanese).
- Zablocki, C. (1976), Mapping thermal bodies on an active volcano by the self-potential method, *Proceedings of the 2nd U.N. Symposium on the Development and Use of Geothermal Resources*, 2, 1299-1309.
- Zlotnicki, J., G. Boudon, J. Viodé, J. Delarue, A. Mille, and F. Bruère (1998), Hydrothermal circulation beneath Mount Pelée inferred by self-potential surveying. Structural and tectonic implications, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 84, 73-91.
- Zohdy, A. A. R., L. A. Anderson, and L. J. P. Muffler (1973), Resistivity, self-potential, and induced-polarization surveys of a vapor-dominated geothermal system., *Geophysics*, 38 (6), 1130-1144.

Chapitre 3

Le système hydrothermal de Waimangu

3.1 Présentation du site

3.1.1 Contexte géodynamique et formation

Le système hydrothermal de Waimangu se situe dans la Zone Volcanique de Taupo (TVZ), sur l'île Nord de la Nouvelle-Zélande. La TVZ englobe toutes les composantes du volcanisme actif sur les deux derniers millions d'années (volcans et systèmes géothermaux), et couvre approximativement une surface de 30 km de large sur 150 km de long, depuis le Mont Ruapehu jusqu'à White Island (*Wilson et al.*, 1995). Sa dynamique est associée à la subduction de la plaque Pacifique plongeant sous la plaque Australienne (Figure 3.1). Cette subduction donne lieu à un rifting intense au niveau de la TVZ, qui se traduit par un réseau de failles normales actives, regroupées sous le nom de Taupo Fault Belt, TFB, (*Risk et al.*, 1999).

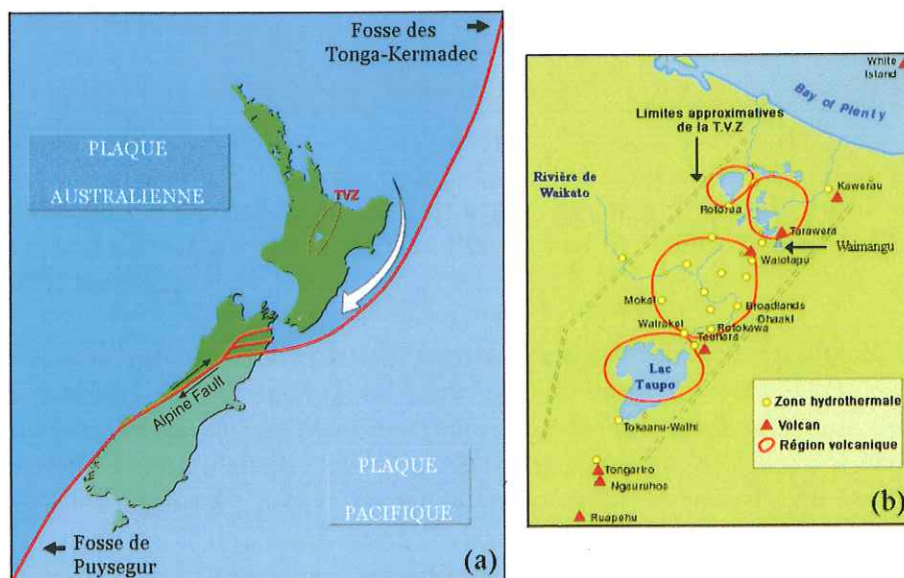


FIG. 3.1 – Zone volcanique de Taupo. (a) Contexte géodynamique général : le mouvement relatif des plaques Pacifique et Australienne est à l'origine de la Zone Volcanique de Taupo. (b) Zoom sur la Zone Volcanique de Taupo et localisation des sites hydrothermaux recensés.

Ce réseau jouerait un rôle de première importance dans le drainage des eaux de surface (d'origine météoritique essentiellement), qui permettent l'alimentation des systèmes géothermaux par convection (*Bibby et al.*, 1995).

La zone volcanique de Taupo se distingue des autres volcans d'arc par un flux de chaleur particulièrement élevé par unité de longueur (2600 MW/100 km contre 1400 MW/100 km au NE du Japon, (*Kissling and Weir*, 2005).

Waimangu ("Eaux noires" en Maori) est l'un des 23 systèmes géothermaux recensés du point de vue géo-électrique par *Bibby et al.* (1995). Il est la conséquence de l'éruption du Mont Tarawera qui eut lieu dans la nuit du 9 au 10 juin 1886. Durant l'éruption, une ligne de cratères de 18 km de long s'est formée depuis le Mont Tarawera, se poursuivant progressivement vers le sud-ouest à travers la Vallée de Waimangu. Les sept cratères désormais présents sur le site ne constituent que l'extrême partie sud de la zone de rift (*Houghton and Scott* (2002), présenté sur la Figure 3.2).

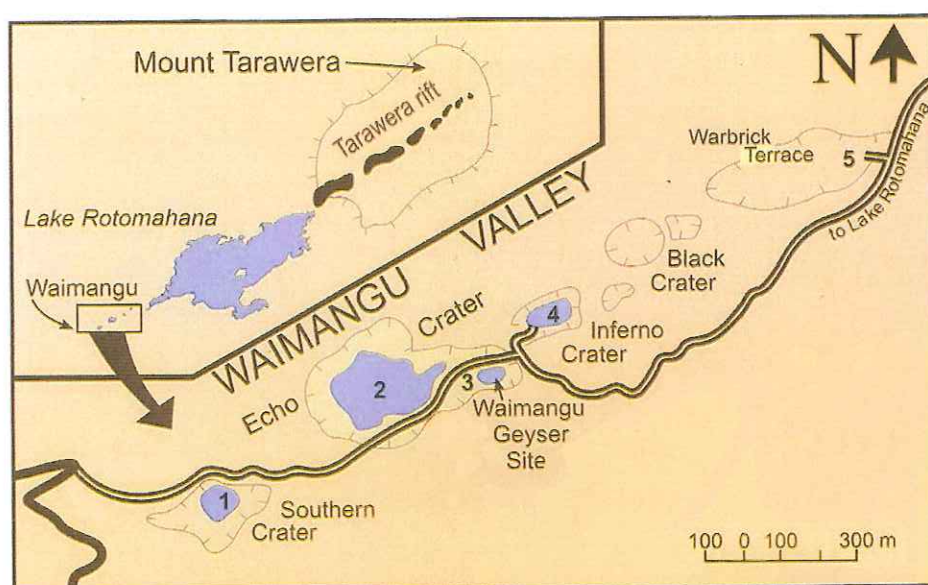


FIG. 3.2 – Carte de la vallée de Waimangu. Le site hydrothermal de trouve à l'extrémité Sud-Ouest du rift créé par l'éruption de 1886. D'après *Houghton and Scott* (2002), modifié.

L'éruption n'a duré au total que six heures, et a été relativement faible en termes de quantité de matériel éjecté, entre 1 et 3 km³ (*Hicks and Campbell*, 2003), mais aussi en comparaison de celles qui ont pu avoir lieu dans le passé en Nouvelle-Zélande. Néanmoins, les profonds remaniements qu'elle a causés sur la topographie et sur l'activité géothermale ont eu des effets à long termes : preuve en est la transformation radicale du Lac Rotomahana, 20 fois plus étendu qu'il ne l'était avant l'éruption, et avec un niveau d'eau plus élevé de quarante mètres. Depuis l'éruption, l'activité hydrothermale de surface, inconnue jusqu'alors à Waimangu, s'est développée à l'intérieur et autour des cratères néo-formés, et a connu de remarquables changements au cours du temps.

3.1.2 Activité hydrothermale post-éruptive

Entre 1888 et 1896, l'activité de surface n'a cessé de s'intensifier, pour s'établir de façon permanente (Scott, 1994a). Entre 1900 et 1904, Waimangu a été le siège d'éruptions hydrothermales périodiques qui se sont déroulées au niveau du plus grand geyser au monde -Waimangu Geyser- avec des projections atteignant jusqu'à 450 m de hauteur. La période des cycles était de 36 heures en moyenne, mais pouvait se réduire, en de rares occasions, à quelques minutes seulement (Browne and Lawless, 2001). Pendant sa période active, il a été observé que le niveau d'eau du lac de cratère Inferno changeait de façon périodique et synchrone avec le cycle du Geyser, ce qui a laissé supposer une connection souterraine entre les deux systèmes. Le Geyser a peu à peu cessé son activité fin 1904, pour des raisons encore mal comprises.

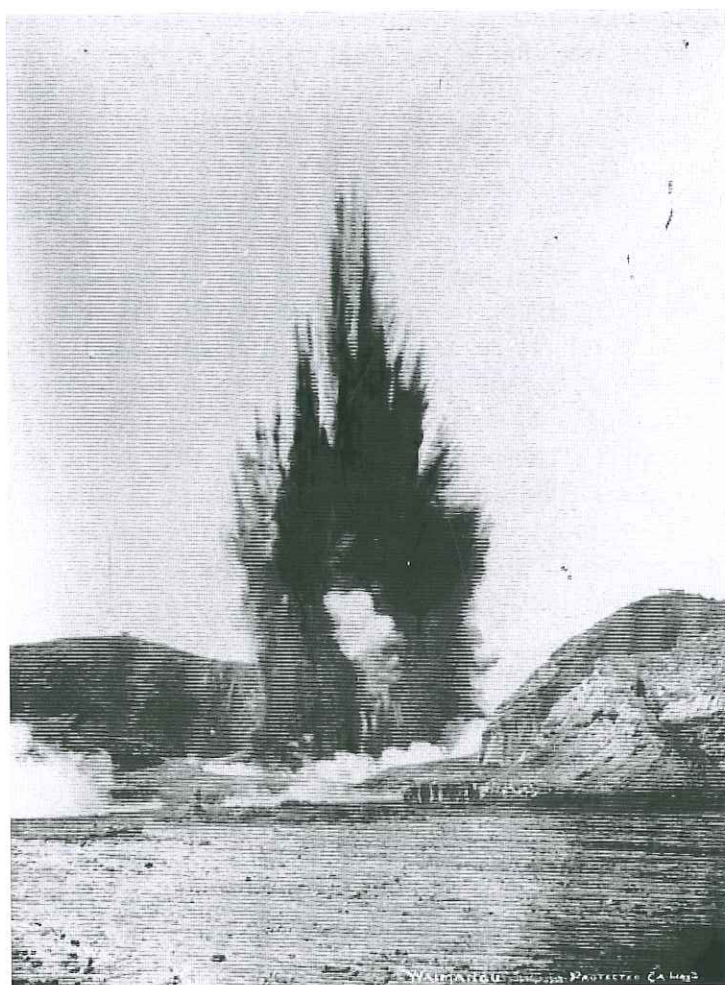


FIG. 3.3 – Le geyser de Waimangu, en 1904. La couleur sombre du panache est due à son contenu boueux et aux blocs rocheux qui le constituent. Photo : <http://www.teara.govt.nz>.

Après son extinction, l'activité hydrothermale s'est concentrée dans la partie Ouest de Echo Crater ("Frying Pan Flat"), qui était alors partiellement remplie d'alluvions. Quelques éruptions hydrothermales de faible magnitude ont eu lieu en 1915. La plus grosse éruption post-1886 se produisit en 1917, créant l'explosion de la quasi totalité de la zone ; le souffle a été si puissant qu'il a arraché la toiture d'une habitation située à 800 m de là. L'éruption a

écrite ?

creusé la partie Ouest de Echo Crater, qui a pu collecter de l'eau et devenir le lac de cratère Frying Pan actuel. Celui-ci constitue une des plus importantes composantes géothermales de la Zone Volcanique de Taupo, et la plus importante source chaude au monde ($38\,500\text{ m}^2$). Sa profondeur moyenne est de 6 m, il est alimenté par plusieurs conduits dont le plus profond se situe à 21 m. Les mesures de pH que nous avons réalisées in situ ont révélé une grande variabilité, avec des changements marqués à courte échelle spatiale : localement, le pH peut passer de 2 à 6 selon la zone de prélèvement, signe que le lac et ses abords doivent faire l'objet de circulations complexes de fluides.

L'éruption hydrothermale la plus récente date de 1981 ; elle a affecté la partie Nord-Est du rift créant deux cratères au niveau de Raupo Pond (Figure 3.5).

L'occurrence des éruptions hydrothermales à Waimangu entre 1900 et 1980 tient certainement au fait que l'activité de surface à cette époque était relativement récente, et que le système hydrothermal souterrain a dû s'adapter et se réajuster aux nouveaux drains créés par l'éruption de 1886.

3.1.3 Caractère cyclique et choix du site

Waimangu est un site d'exception en raison de son lac de cratère Inferno, qui présente des variations cycliques et régulières depuis 1900, particulièrement bien documentées depuis 1949 : le lac affiche des fluctuations synchrones en niveau d'eau et en température avec une période moyenne de trente huit jours. Un cycle se décline en quatre étapes (Scott, 1994a) :

L'étape 1 caractérise une montée rapide et régulière de la température et du niveau d'eau. Elle dure en moyenne 7.7 ± 1.8 jours et met en jeu environ $23\,800\text{ m}^3$ d'eau.

Dans **l'étape 2** la montée se poursuit mais avec une croissance moins rapide, marquée par de petites oscillations ; sa durée moyenne est de 14.7 ± 5.9 jours.

L'étape 3 marque un pic de température et le débordement du lac, qui déverse une partie de son contenu en aval. On distingue deux types de débordements : (i) ceux associés à un cycle standard de 38 jours et (ii) ceux associées à des cycles plus longs ("high stand"), et pour lesquels le niveau haut du lac se prolonge sur plusieurs jours avec des oscillations de l'ordre du mètre. Pour un cycle normal, la phase de débordement dure en moyenne 51.3 ± 26.1 heures.

L'étape 4 caractérise enfin la phase de récession, où la température et le niveau d'eau regagnent leurs valeurs initiales (étape 1) sur une période de 15.1 ± 5.6 jours.

Sur un cycle, le volume d'eau total mis en jeu est d'environ $60\,000\text{ m}^3$; entre deux comportements extrêmes (débordement et récession), le niveau d'eau chute en moyenne de 8 ± 2 mètres et la température accuse des variations de l'ordre de $30 \pm 6\text{ }^\circ\text{C}$, en passant approximativement de 45 à $75\text{ }^\circ\text{C}$.

Ce comportement cyclique, qui s'accompagne de phases de réchauffement, n'est pas dû à des pulses d'activité magmatique, mais résulte vraisemblablement d'une instabilité intrinsèque au système hydrothermal (Vandemeulebrouck et al., 2005). Ces auteurs ont réalisé des expériences sur un modèle analogique à une dimension, constitué d'une colonne poreuse saturée d'eau, chauffée par le bas et refroidie par le haut. Ces conditions aux limites thermiques et la présence d'un réservoir liquide au sommet, équivalent au lac dans le système naturel, induisent une structuration du milieu en trois couches où le fluide se trouve dans des phases différentes. Au sommet, la couche poreuse liquide saturée, communique avec le réservoir ex-

fig 3.4

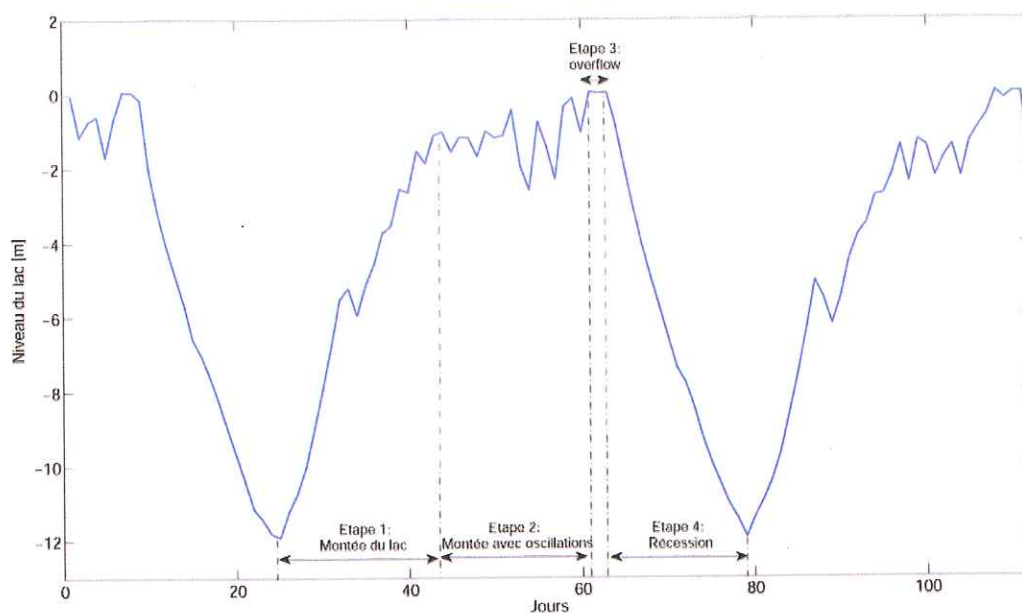


FIG. 3.4 – Activité cyclique du lac Inferno.

térieur. En dessous, se trouve une couche où les deux phases liquide et vapeur co-existent dans une structure convective de caloduc (*heat pipe* en anglais). L'eau récupère lors de sa vaporisation à la base une chaleur latente qu'elle restitue en se condensant au sommet de cette couche. Une troisième couche de vapeur sèche est située sous la couche diphasique. La présence d'une couche liquide dense au dessus de la couche diphasique génère des instabilités gravitationnelles. Sous certaines conditions (flux, perméabilité) le système peut présenter des variations cycliques : lors de ces cycles, l'interface entre la zone diphasique et la zone liquide se déplace verticalement. Lorsque cette interface monte, il y a expansion de la zone diphasique, réchauffement de la zone liquide et expulsion de l'eau dans le réservoir supérieur. La chute de cette interface correspond à une contraction de la zone diphasique, un refroidissement de la zone liquide et un pompage de l'eau du réservoir supérieur. On observe donc sur le modèle analogue, comme dans le système naturel, une alternance d'épisodes de réchauffement et de remontée du réservoir (lac) et d'épisodes de refroidissement et de chute du niveau. Il a été montré expérimentalement (Dominiak, 2000) que la période du cycle correspondait bien au temps nécessaire à la diffusion thermique dans la couche liquide comme supposé par (Stemmelen et al., 1992), soit un temps proportionnel au carré de la distance, i.e. au carré de l'épaisseur de la couche liquide.

Dans une perspective d'étude, Inferno offre de nombreux avantages :

- c'est un système petite-échelle (80 m de diamètre), facile d'accès qui autorise le déploiement des appareils de mesures dans de bonnes conditions.
- son comportement est bien connu et bien contraint grâce un équipement permanent qui permet de suivre son évolution dans le temps, en contrôlant notamment sa température et le volume d'eau qu'il déverse lors des phases de débordement.
- ses cycles sont visibles à l'oeil nu, ce qui permet d'adapter le dispositif de mesures à la

phase qui nous intéresse.

- les volumes d'eau mis en jeu sont très conséquents, ce qui rend le site approprié à la mise en oeuvre de méthodes géo-électriques.
- le système est purement hydrothermal, dans le sens où il se situe à plusieurs kilomètres du volcan Tarawera, et où il ne semble être affecté par aucun regain d'activité magmatique; il est alors possible d'étudier les changements intrinsèques à l'activité hydrothermale sans que les signaux soient bruités par une source externe.
- enfin, la période relativement courte des cycles permet de vérifier la reproductibilité des mesures sur plusieurs cycles.

Conclusion

Ce site offre des avantages indéniables pour l'étude des systèmes hydrothermaux. Le lac de cratère Inferno, notamment, véritable cas d'école, constitue un site laboratoire évident que nous exploiterons avec des méthodes électriques et sismo-acoustiques dans le cadre de problématiques différentes.

3.2 Caractérisation géophysique de l'ensemble du système

Cette section vise à reconnaître la structure à grande échelle et à caractériser les principales composantes du système de Waimangu (lacs de cratères, activité fumerolienne et geysers). Nous associons dans cette étude les méthodes de potentiel spontané, de résistivité électrique ainsi que des mesures ponctuelles de température et de flux de CO_2 .

Les données de température et de flux de CO_2 n'ayant pas été relevées rigoureusement aux mêmes points que les données de résistivité et de potentiel spontané, nous avons fait le choix de les présenter séparément.

Les mesures ont été réalisées le long de deux axes principaux, P1-P2 et P1'-P2', ainsi que sur des sentiers de liaison permettant la réalisation de boucles pour l'application de la méthode de potentiel spontané (cf. Chapitre 2.1.2). La végétation et la topographie limitent les mesures à la direction Est-Ouest et rendent l'accès impossible en direction perpendiculaire. Les données de résistivité ont été acquises avec un dispositif de 8 bobines (64 électrodes espacées de 20 m), sur un résistivimètre de type ABEM SAS 4000®. Les acquisitions ont été réalisées avec le protocole Wenner- α qui a permis d'obtenir le meilleur rapport signal sur bruit.

Le profil P1-P2 couvre le site hydrothermal de Waimangu dans sa totalité : il débute hors des limites occidentales du site (P1), dans une zone où l'activité hydrothermale est inexistante, et se termine au lac Rotomahana, avec une extension totale de 3820 m (soit un profil et 4 roll-overs réalisés sur 4 bobines, cf. Annexe A).

Le profil P1'-P2' parcourt longitudinalement la zone de rift, très riche en activité hydrothermale, depuis Southern Crater jusqu'au Black Crater, selon une direction Sud-Ouest/Nord-Est; il présente une longueur totale de 1520 m, grâce à un roll-over réalisé sur 2 bobines.

Résultats

Les valeurs de résistivité électrique apparente ont été inversées à l'aide du logiciel Res2Dinv selon la procédure d'inversion proposée par *Loke and Barker* (1996a). Les résultats sont présentés sur la Figure 3.6.

figure?

→ pas en ligne droite!

P₁P₂: pas en ligne droite!

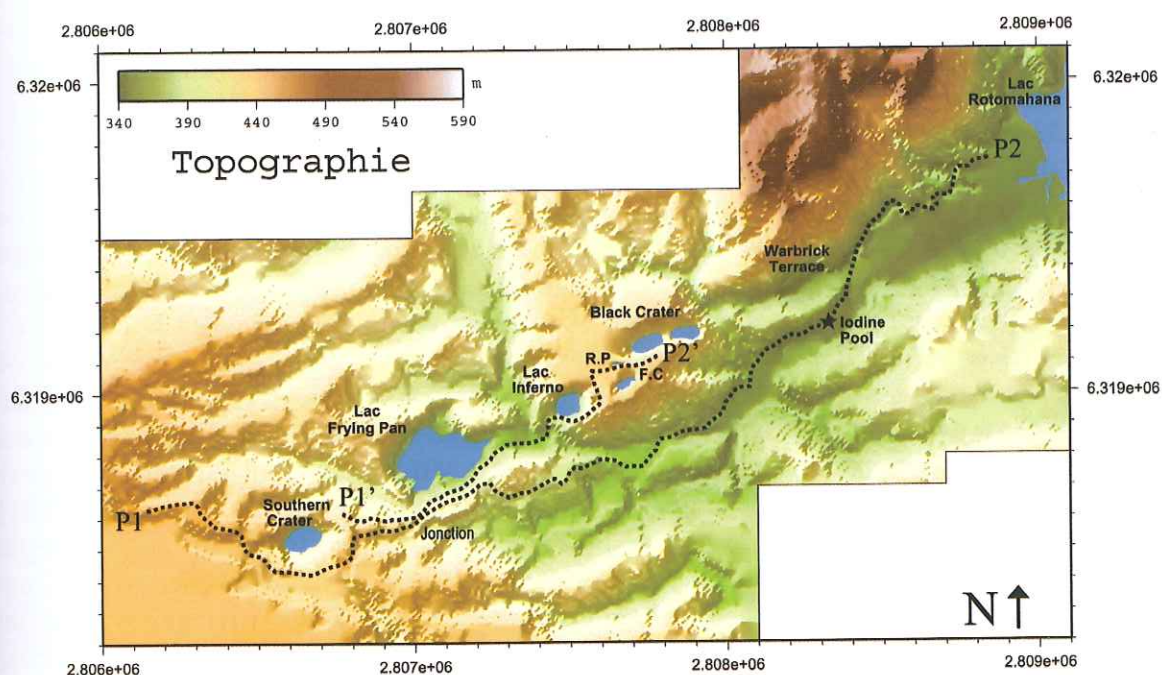


FIG. 3.5 – Carte générale de la zone hydrothermale de Waimangu comportant les profils de résistivité électrique P1-P2 et P1'-P2' (pointillés). R.P : Raupo Pond ; F.C : Fairy Crater.

L'ensemble du site couvre une large gamme de résistivités, qui s'étend sur quatre ordres de grandeurs (de 3 à 3000 Ω m). Une analyse très générale du profil P1-P2 permet de dégager trois zones distinctes, avec des limites structurales très marquées : deux zones résistantes à très résistantes à chaque extrémité, et une zone conductrice au centre qui se prolonge en profondeur.

Plus en détails, le profil se caractérise par un corps très résistant en surface d'environ cent mètres d'épaisseur (entre 1000 et 3000 Ω m), qui s'étend latéralement jusqu'à un kilomètre à l'Est de P1. Au-delà des 100 m sous la surface, apparaît un corps conducteur, qui se trouve dans les limites spatiales de Southern Crater, un cratère situé en contrebas du profil (à 40 m environ). Ce cratère ne présente plus d'activité thermique depuis l'éruption de 1886, mais il est désormais rempli d'eau, ce qui correspond tout à fait aux ordres de grandeurs trouvés (quelques Ω m). A 1320 m, là où les deux profils sont très rapprochés, nous observons l'arrêt du recouvrement par une structure résistive, avec un corps conducteur enraciné en profondeur et affleurant en surface. Ce corps pourrait correspondre à la limite Sud-Ouest du lac Frying-Pan, qui n'a pas pu être imagé ici dans sa totalité car les deux profils divergent l'un vers le Nord, l'autre vers le Nord-Est. La portion contenue entre 1380 et 1960 m marque un changement structural superficiel, dont la résistivité varie entre 300 et 1000 Ω m. Nous pouvons observer un découplage évident entre la partie superficielle et la partie profonde, avec un contraste de résistivité de l'ordre de 300 Ω m. Nous notons également une lithologie présentant un pendage Nord-Est/Sud-Ouest de 30°, qui suggère un processus de recouvrement superficiel, qui ne se retrouve plus au nord, sur le profil P1'-P2'.

La zone comprise entre 2000 et 3000 m est très conductrice en surface, avec une résistivité de 5 Ω m environ ; elle correspond à la zone thermique à proprement parler, incluant Iodine Pool, un geyser petite échelle présentant une activité intense et régulière (cf. Section 3.3.1). Ces faibles valeurs de résistivité s'expliquent par une saturation en eau du milieu, très manifeste en surface, et par des valeurs de flux de CO_2 et de températures élevées (respectivement 275 $\text{g m}^{-2} \text{h}^{-1}$, et 70 à 100 °C), comme en témoigne la Figure 3.7. *Campbell et al.* (1948) ont estimé la sensibilité de la résistivité électrique à la température, et ont déduit une augmentation de 1 % de la conductivité par degré, ce qui justifie les valeurs de résistivité que l'on trouve. Le profil de résistivité tel qu'il est présenté suggère une connection entre la partie conductrice Sud-Ouest (interprétée comme étant la limite du lac Frying-Pan) et la partie conductrice que nous venons de décrire. Cela semble peu probable étant donnée la configuration du site, et les distances qui séparent ces deux zones. Le profil longe plusieurs structures chaudes potentiellement conductrices, et l'inversion leur attribue des valeurs de résistivité très proches, du même ordre de grandeur (quelques Ω m). Enfin, la partie extrême au Nord-Est se caractérise par une résistivité plus importante, de l'ordre de 100 à 300 Ω m, qui succède à une limite verticale nette à 3000 m, marquant la fin de la structure conductrice.

Sur l'ensemble du profil, il n'existe pas de signature de potentiel spontané marquée au niveau des structures hydrothermales : le signal présente de nombreuses oscillations et les valeurs les plus fortes (de 30 à 38 mV) ne sont guères plus élevées que la déviation standard (17 mV, calculée sur la portion comprise entre 1000 m et la fin du profil).

Notons un signal corrélé négativement avec la topographie ("effet topographique") entre 0 et 1000 m, avec une rupture de pente à 460 m. La relation PS/ topographie est de -40 mV m^{-1} entre 0 et 460 m, et de -4 mV m^{-1} au-delà. Cela met en évidence la séparation de la zone Southern Crater (2) avec la zone hors Waimangu (1). Comme l'expliquent *Zlotnicki et al.* (1998) et *Aizawa* (2008), ces comportements sont vraisemblablement dus à des écoulements gravitaires de l'eau de pluie suivant une pente proche de la topographie, et sont essentielle-

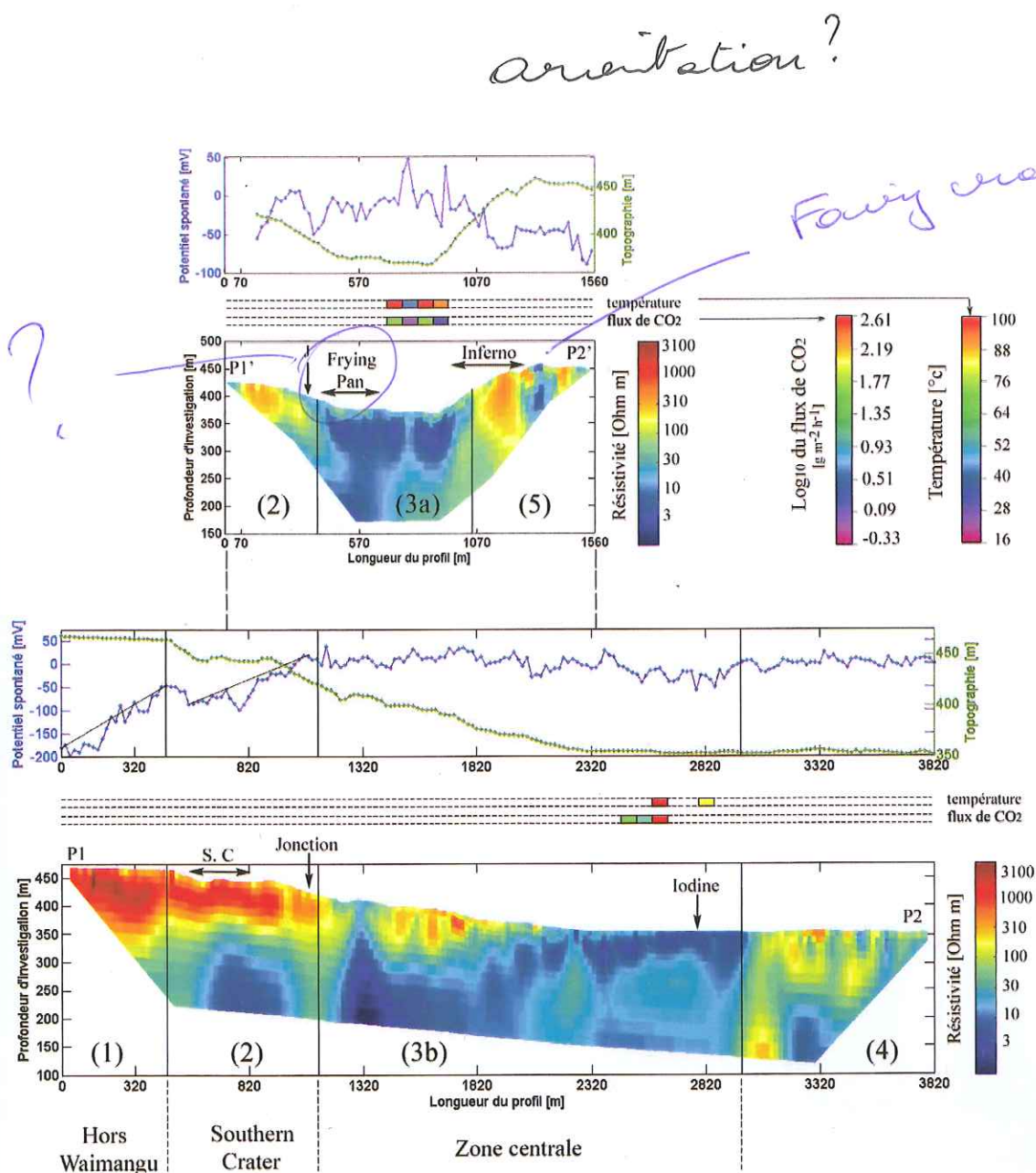


FIG. 3.6 – Profils de résistivité électriques réalisés sur les axes principaux P1-P2 et P1'-P2', et leurs concordances avec les valeurs de potentiel spontané (extraites de la carte 3.9). Les données de température et de flux de CO₂ sont extraites des Figures 3.7 et 3.8. Les proportions et les localisations respectives entre les deux profils sont respectées dans cette figure. Jonction : Point de jonction entre les deux profils. S.C : Southern Crater.

RMS?
L1 ou L2

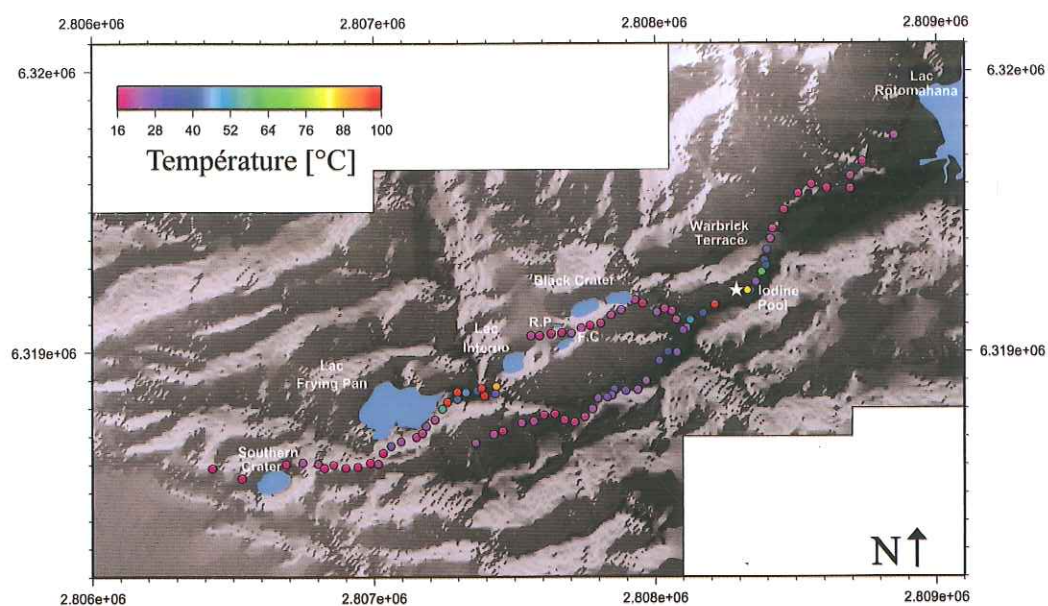
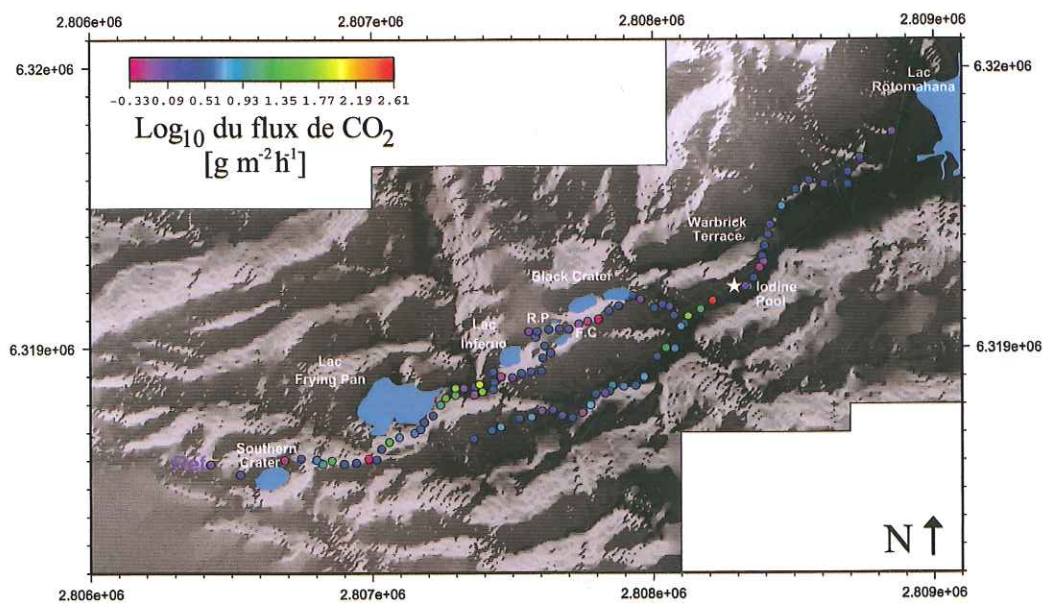


FIG. 3.7 – Carte de la température mesurée en surface.

FIG. 3.8 – Log décimal du flux de CO_2 calculé par rapport à une référence située hors de la zone hydrothermale ("Ref").

ment contrôlés par la perméabilité du substratum. Leur amplitude est typiquement comprise entre -1 et -10 mV m^{-1} .

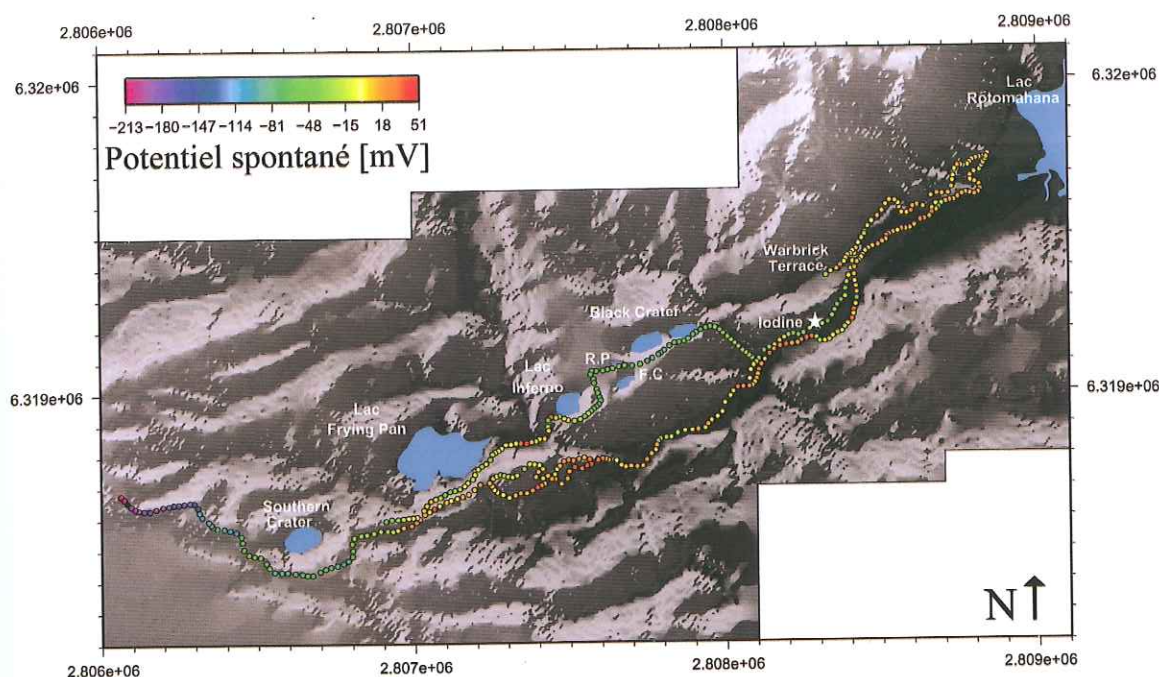


FIG. 3.9 – Carte globale de potentiel spontané.

Le profil P1'-P2' sur la Figure 3.6 présente des éléments de comparaison flagrants avec le profil précédent : il met en valeur une zone résistante au sud-ouest (100 à $300 \Omega \text{ m}$), ainsi qu'une zone conductrice qui est en bonne concordance avec les limites latérales du Lac Frying-Pan, et qui semble s'enraciner en profondeur, comme l'indiquait le profil P1'-P2'. Plus au nord, entre 820 et 920 m , se situe une autre zone conductrice qui se corrèle avec des valeurs élevées de températures (100°C), de flux de CO_2 ($60 \text{ g m}^{-2} \text{ h}^{-1}$), et de potentiel spontané (40 et 50 mV). D'après Scott (1994a), il existerait une connexion entre le lac Frying Pan et le lac Inferno qui se traduirait par des fluctuations des niveaux d'eau en sens opposé, selon le principe des vases communicants. Le lac Frying Pan obéirait ainsi lui aussi à un cycle d'une période de 38 jours, et serait relié au cycle du lac Inferno. La tomographie de résistivité électrique met en évidence une zone conductrice entre les deux lacs, qui semble homogène en profondeur. La structure que l'on reconnaît peut avoir des implications sur la dynamique, car il peut s'agir d'un réservoir commun où de possibles interactions pourraient prendre place entre les différents sites (Inferno, Frying Pan, Geyser Site).

Le lac de cratère Inferno, qui était en phase de récession lors de l'acquisition, se caractérise par une résistivité assez forte ($200\text{-}300 \Omega \text{ m}$) ; le corps conducteur en fin de profil semble se situer au niveau de Fairy Crater.

Une synthèse de ces résultats est présentée en Figure 3.10.

preuve !

(1)	Hors Waimangu Résistif	Relation PS/Topographie: -40 mV m⁻¹ ----- bonne séparation
(2)	Southern Crater Résistant recouvrant conducteur	Relation PS/Topographie: -4 mV m⁻¹
(3)	Zone hydrothermale centrale conductrice Remontée de fluides chauds	3a Pics PS 50 mV 3b Pas de signature PS marquée
(4)	Zone résistive Absence de remontée hydrothermale	Pas de signature PS marquée
(5)	Alternance conducteur/résistant lié à la présence de lacs	Relation PS/Topographie entre 1040 et 1180 m

FIG. 3.10 – Synthèse des résultats à grande échelle sur la zone de Waimangu. Les zones (1) à (5) sont délimitées sur la Figure 3.6.

Conclusion

Cette étude est intéressante pour la connaissance de la structure à grande échelle. L'ensemble des méthodes utilisées a permis de mettre en exergue deux zones chaudes et conductrices à forte concentration en CO₂. La première se situe sur l'axe P1-P2 au niveau de Iodine Pool, et la seconde sur le profil P1'-P2' entre le lac de cratère Inferno et le lac Frying Pan. Cette dernière est marquée par deux anomalies de potentiel spontané de 50 mV.

3.3 Application des techniques d'imagerie à des structures petite échelle

Après avoir caractérisé le site hydrothermal dans sa globalité, nous ciblons désormais notre étude sur des laboratoires petite-échelle présents sur Waimangu. Nous nous attachons dans ce chapitre à l'étude de trois cas, Iodine vent, Inferno Crater Lake et le site du Old geyser. Ces systèmes diffèrent les uns des autres par leur taille, les ordres de grandeur variant entre le mètre pour Iodine et la centaine de mètres pour Inferno, mais aussi par leurs caractéristiques physico-chimiques, qui jouent un rôle déterminant dans la sensibilité des méthodes géo-électriques. Cette diversité nous permet de mettre en oeuvre des techniques d'imagerie (électriques et acoustiques) sur des systèmes singuliers et découplés les uns des autres.

3.3.1 Iodine vent

Iodine est un geyser actif situé sur la partie Est du site de Waimangu (cf. Figure 3.5), avec un caractère cyclique dont la période est d'environ 170 s. Le geyser a été étudié par la méthode de potentiel spontané sur plusieurs cycles, ce qui a révélé un signal anticorrélé avec

l'activité éruptive. Nous présentons un modèle capable d'expliquer la polarité et l'amplitude des signaux mesurés. L'étude a été complétée par la mise en place d'une antenne sismique, dans le but de caractériser spatialement les sources acoustiques en présence, et de compléter les informations de potentiel spontané sur le geyser lui-même. Les signaux ont été traités par la méthode du Matched-Field Processing, sur une bande de fréquences relativement basse comparée au contenu spectral qui lui est assez large. Ce choix peut sembler surprenant au premier abord, puisque les hautes fréquences favorisent une meilleure résolution (qui s'exprime en $\lambda/4$, où λ est la longueur d'onde du signal). Néanmoins il se justifie par le fait qu'il correspond à une plage de fréquences où le signal montre une bonne cohérence d'un capteur à l'autre, critère essentiel lorsque l'on applique une loi de retard.

Notre travail est exposé dans l'article qui suit, accepté pour publication dans J. Volcanol. Geotherm. Res.

Introduction and setting

The Waimangu valley is a major hydrothermal area in the Taupo Volcanic Zone (TVZ), located in the North Island of New Zealand. This valley is located at the southern end of the Okataina Volcanic Complex, 26 km south of Rotorua. The thermal activity consists of hot springs and crater lakes, hydrothermal eruption craters, steaming and altered ground, and minor silica deposits (*Mongillo*, 1994). The Waimangu geothermal field was formed as a result of the violent eruption of Mt Tarawera on June 10, 1886. This eruption was relatively small in term of the amount of material ejected (between one and two cubic kilometres), but even so was by far the largest to occur in New Zealand since European settlement (*Kearm*, 1988). The released energy was so huge that the eruption created several craters in the field along a southwest-northeast line (Figure 3.11), in just one night. Most of the geophysical studies performed to date at Waimangu focused on the south-west area, from Frying Pan Lake to Inferno Crater (Figure 3.11). *Scott* (1992) describes the cyclic activity in Inferno as well as the interrelated discharge of Frying Pan, with a mean period of 38 days. With seismological and self-potential surveys, *Tosha et al.* (1996) studied geophysical signature related to Inferno cycle. *Vandemeulebrouck et al.* (2005) carried out analogue experiments on two-phase boiling systems, in order to understand the convective and gravitational instabilities that can lead to the cyclic activity. They showed that high levels of acoustic noise are associated with rising water level, in agreement with the field observations made by *Tosha et al.* (1996). The seismic source during the upflow phase is likely the cavitation of gas bubbles due to subcooled boiling.

The present study intends to focus on Iodine Geyser, a small and very active geyser located in the Waimangu valley. It regularly erupts to 70 cm above the ground with an average cycle of 160 to 180 seconds. The temperature of the water extruded from the vent is 97 °C. It is therefore one of the hottest springs in this area (*Jones et al.*, 2004). Because of its small size and strong dynamics, the Iodine Geyser area is an interesting natural laboratory to study the dynamics of both self-potential and seismic signals associated with its hydrothermal activity, and to determine also the limitations of these methods. The initial idea was to see if these two geophysical methods could be used together to image the plumbing system of Iodine vent. Some biological and chemical experiments have been carried out at Iodine pool, whose silica concentration exceeds that of most hot springs and geysers in the TVZ (*Jones and Renaut*, 2003). This makes Iodine pool an ideal natural laboratory to study silicification processes. As far as we know, no geophysical studies have been performed yet on Iodine. In this study, we focus first on the processes associated with the geyser by self-potential method, and then on the recognition of acoustic sources. Most seismic studies carried out on geysers are based on

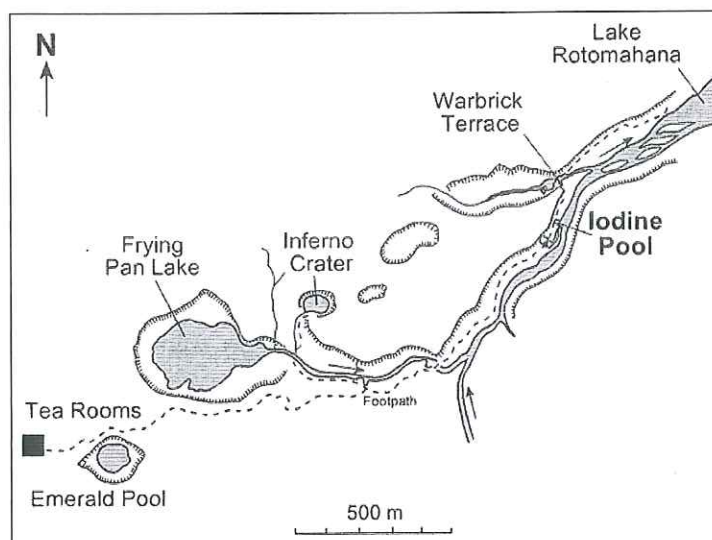


FIG. 3.11 – Map showing the location of the Waimangu geothermal features, modified from Jones *et al.* (2004).

the temporal evolution of recorded signals, and allow one to infer hydromechanical models (Leet, 1988; Kedar *et al.*, 1998). Our approach is slightly different as our seismic study aims to establish a spatial signature of multiple sources present on the site.

Self-Potential Monitoring

Field data The self-potential method is a passive geophysical method that consists in measuring the electrical potential at the surface of the Earth with respect to an electrode used as a reference. Once corrected for anthropic signals and telluric currents, the self-potential signals evidence polarization phenomena occurring in the ground. In our case, we are mainly interested by the so-called streaming potential contribution that is associated with the flow of the ground water.

The terrace of Iodine Pool hosts two major active vents. They are Iodine Geyser, which is located on the north-eastern part of the pool, 0.7 m above the pool, and a very active fumarole located in the center of the terrace, that constantly discharges steam (Figure 3.12).

Iodine Geyser is a small geyser that erupts to a maximum height of 0.7 m above the ground with a flow rate of 3 l s^{-1} . The pH of the water is in the range 8.0 to 8.8, and its temperature ranges between 97 and 99 °C (Keywood, 1991). In the pool just below the geyser, we measured a pH of 9.0 and a temperature of 75.7 °C. From a sample taken in the pool, we measured in laboratory a water conductivity of 0.253 S m^{-1} at the temperature of 25 °C.

In February 2006, we monitored, for a full day, the self-potential signals associated with the hydrothermal activity of this geyser. We used Petiau Pb/PbCl₂ electrodes and a high impedance voltmeter Metrix MX20 (internal impedance of 100 MΩ). The reference electrode was set up 100 m away from Iodine Pool, outside the hydrothermal system. The measuring electrode was used to monitor the hydrothermal activity and was first installed at about 30 cm from the vent, sheltered from water coming from the vent. It took approximately two hours for the electrode to stabilize.

Figure 3.13(a) shows the self-potential signals over time and its relationship with the overflow

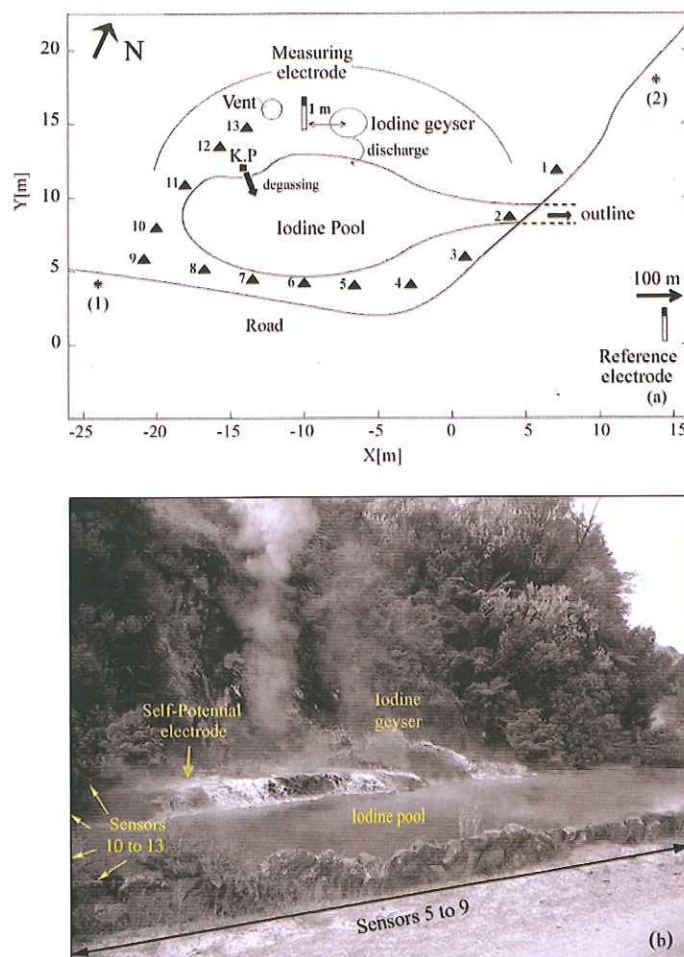


FIG. 3.12 – Overview of Iodine pool. (a) Outline of Iodine geyser and measuring sensors. ▲1 – 13 : Geophone locations ; * : Active seismic spots (steps) ; ■ : Knocking Point (K.P). Note that the reference electrode is placed one hundred meters away from the geyser. (b) General view of Iodine Pool with Iodine geyser in background.

of the geyser. Whenever the geyser is active, the self-potential signal is negative with respect to a baseline determined during the periods of quietness. The periodic fluctuations of the self-potential signals are qualitatively anti-correlated with the overflow of the geyser : a negative peak in the self-potential signal appears when the outgoing flow reaches its maximum. The onset of the self-potential fluctuation is recorded a few seconds before the outflow of the geyser starts and can be used as a precursor of this outflow. This perfect match between maximum strength of overflow and minimum of self-potential signal involves that the source can not be a seepage (a downward flow created by absorption) : in the case of a slow infiltration process, we would expect both a delay between the overflow and the self-potential signal and a longer period self-potential response.

The monitoring was repeated with the electrode placed at various distances from the geyser (the maximum distance was 3 m, see Figure 3.14). At all locations, the recording electrode was outside the area affected by the outflow of the hot water ; therefore the self-potential signals are not an artefact due to the change of temperature of the electrode, as the temperature dependence of the Petiau electrode is equal to $0.2 \text{ mV } ^\circ\text{C}^{-1}$, (Petiau, 2000). Moreover, as electromagnetic diffusivity is a process faster than thermal diffusivity, self-potential signal could not be precursor of overflow with a temperature effect.

In Figure 3.14, we plot the magnitude of the variation between the peak of the negative self-potential signal during the outflow, and the value of the self-potential signals during periods of quietness (baseline). Wherever we set the measuring electrode, fluctuations of self-potential signals are negative, or near-null for the farthest measurement ; differences in amplitude are of -0.7, -0.6, -0.35, and 0 mV, for a measuring electrode set up at 0.7 m, 0.8 m, 1 m, and 3 m, respectively. At 0.7, 0.8, and 1 m, the baseline level is very stable, and fluctuations can be easily read. However, at a distance of 3 m from the vent, we observe a higher variability of the self-potential signal ; there is no clear-cut baseline, and signal variations are sometimes positive or negative with an average very close to zero.

Numerical Model In this section, we model both the polarity and the amplitude of the self-potential signals. In this perspective, the self-potential signals associated with the rise of the boiling water in the conduit are modelled ; we use the finite element code Comsol Multiphysics 3.3 to solve the Poisson equation :

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \psi) = -\nabla \cdot (L \nabla p), \quad (3.1)$$

where ψ and p are the electric potential (in V) and the fluid pressure (in Pa), respectively, and L and σ are the streaming current coupling coefficient and the electrical conductivity of the medium. In the fluid contained in the pipe, $L = 0$ (because of electroneutrality) and $\sigma = \sigma_f$ where σ_f is the electrical conductivity of the water. Our 3-D model is a cube with a vertical pipe located in its center (length : 10 m and diameter 0.2 m) (Figure 3.15). The potential is equal to zero at infinity, far enough from the conduit, in practice. We determine the self-potential distribution corresponding to the application of various pressure heads in the conduits, for a depth comprised between 60 cm and 40 cm when the water is at its lowest level in the conduit (stationary state). The boundary conditions are continuity of flow at the interface between the pipe and the surrounding medium. Assuming a siliceous crusting within the pipe, the permeability of the material surrounding the conduit is set up to 1.10^{-17} m^2 , that is low but consistent with the environment above described.

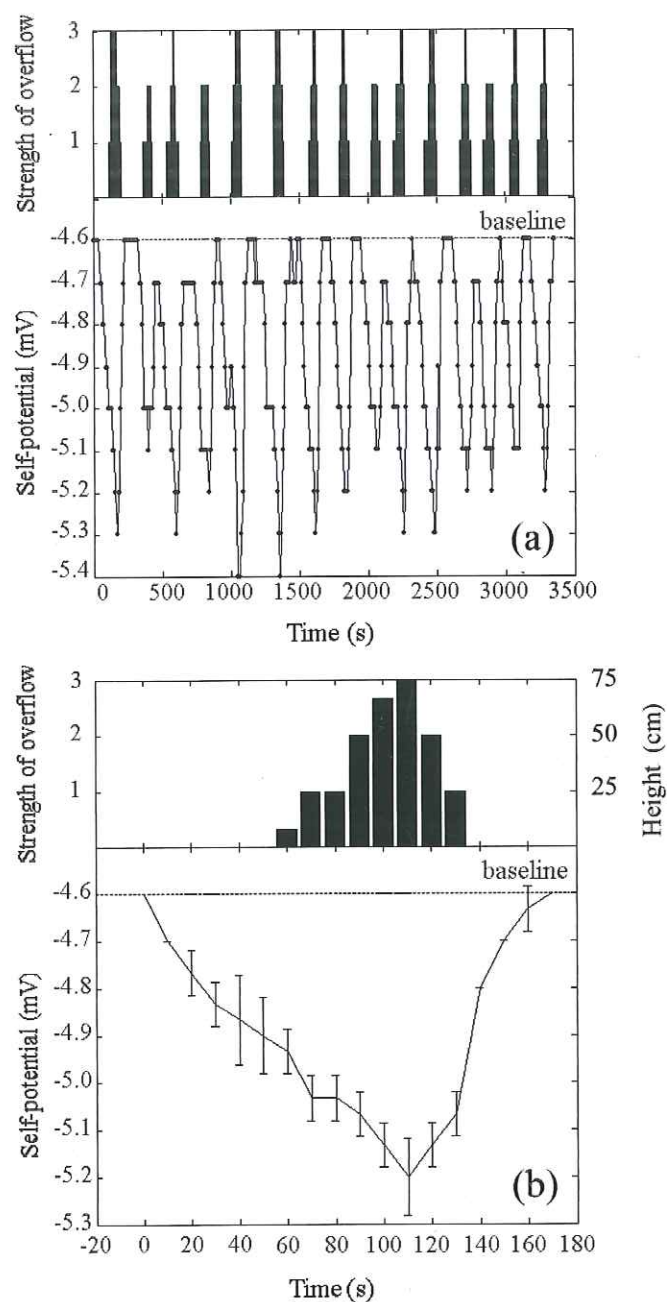


FIG. 3.13 – Self-potential monitoring of Iodine. (a) Sample of the time-lapse self-potential data, and the relative strength of overflow, whose strength is related to the height of the eruptive column of the geyser. The self-potential signal displays a clear cyclic behaviour. The measuring electrode was 0.7 m away from the geyser. (b) The same data averaged over a cycle. Note that the self-potential minimum matches the maximum of overflow.

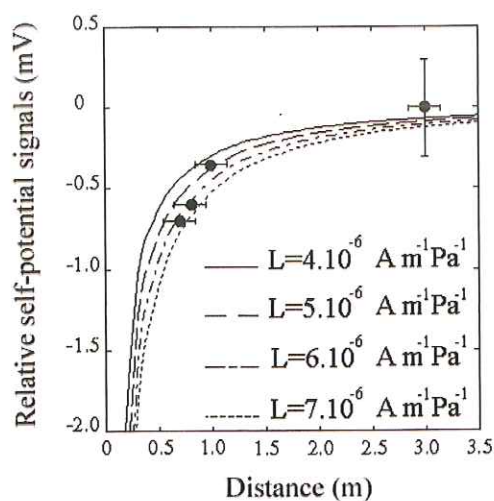


FIG. 3.14 – Average of relative amplitudes of the variations of the self-potential signals with respect to baseline (black spots). The numerical model uses the values of the streaming current coupling coefficients given on the right-hand side of the figure. The best fit is obtained with $L = 6.10^{-6} \text{ A m}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$.

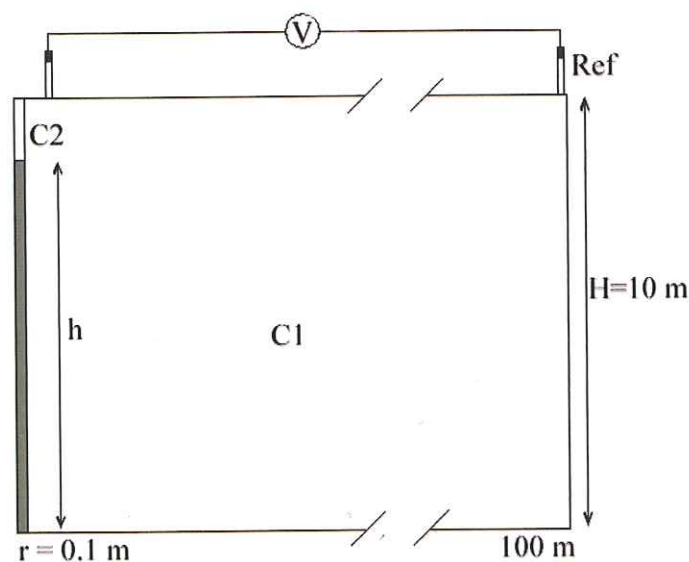


FIG. 3.15 – Sketch of the model used to compute the variation of the self-potential resulting from the fluctuations of the hydraulic head h in the conduit C2 (half-space).

The strength of self-potential signals is controlled by the so-called streaming potential coupling coefficient $C = (\partial\psi/\partial p)_{\vec{z}=0} = -(L/\sigma)$. Adopting the Helmholtz-Smoluchowski model, $C = (\epsilon_f \zeta / \eta_f \sigma_f)$ where ϵ_f , ζ , η_f , and σ_f are respectively the permittivity of the electrolyte solution (F m^{-1}), the zeta potential (V), the dynamic viscosity of the pore water (Pa s), and the electrical conductivity of the pore water (S m^{-1}) (Revil *et al.*, 1999b). The streaming potential coupling coefficient is a function of the pH, the temperature, and the salinity of water (Revil *et al.* (1999a), Revil *et al.* (1999b)). With the assumption of a conduit filled with water, the value of the streaming potential coupling coefficient is equal to zero within the pipe. Because the water of Iodine Pool is saturated by amorphous silica, which precipitates rapidly without significant cooling or evaporation (Jones *et al.*, 2004), we assume that the wall of the conduits is coated by silica. The model of Revil *et al.* (1999a) for silica yields a value of -1 mV m^{-1} of hydraulic head for C . The in situ value of σ was obtained by performing an electrical resistivity tomography. This yields $\sigma = 0.1 \text{ S m}^{-1}$, so we obtain an order of magnitude for L of $10^{-6} \text{ A m}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$. Considering that the hydraulic head varies between the ground surface and a depth of 60 cm, we determine the distribution of the self-potential signals within and around the conduit. The values of L were tested with an *a priori* range of values $(1-10) \times 10^{-6} \text{ A m}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$. We considered an hydraulic head of 10 m and another one of 9.40 m. For each value of L , we subtracted the SP signal between two heads, so as to get the amplitude of the signal, with respect to a reference level. A good agreement between the measured self-potential signals and the numerical model is obtained with $L = 6.10^{-6} \text{ A m}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$ (Figure 3.14). This confirms that the observed electrical signals can be explained by a streaming potential mechanism both in terms of amplitude and polarity.

Discussion What is the domain of validity of this mechanism? As shown by Poldini (1938), the upwelling of hydrothermal water through a porous material creates a positive self potential anomaly at the ground surface. In the present case, we observe a negative anomaly because the self potential results from the difference in the value of the coupling coefficient between the conduit and the surrounding material and the variable hydraulic head in the conduit. Our model is therefore based on a very different mechanism than the one envisioned by Poldini (1938).

A second point is that the streaming potential depends on the value of the zeta potential. The zeta potential is a key microscopic electric potential at the surface of the grains, and is strongly dependent on the pH of the solution (Ishido and Mizutani, 1981; Vane and Zang, 1997; Revil *et al.*, 1999a). The absolute value of zeta potential rises with the value of the pH. For silica, the isoelectric point at which $\zeta = 0$ occurs at pH in the range 2 to 3 (Ishido and Mizutani, 1981); Therefore, for acidic waters, we expect no self-potential signals associated with the fluctuations of the hydraulic head of the hydrothermal water.

Seismic experiments

In this section, we analyse the ambient noise created by hydrothermal activity, which can be observed all over the area, by degassing, geysering process, and boiling, well-known as being a source of acoustic emission (Vandemeulebrouck *et al.*, 2000). Since Kieffer (1984) it has been recognised that the collapse of steam bubbles in hydrothermal vents generates a high level of acoustic noise. The pertinence of the present study is supported by Kedar *et al.* (1996) and Kedar *et al.* (1998), who showed that at Old Faithful Geyser seismic activity is composed of many discrete events, whose rate of occurrence and amplitude get stronger as the

eruption cycle progresses. Here we consider the noise as a fully-fledged signal, which is, to a first approximation, identical on each sensor, but shifted in time. The acoustic noise recorded at Iodine seems suitable for the application of the so-called Matched-Field Processing method (MFP), performed as a localization technique of seismic noise sources. A further goal could consist of establishing a cause-and-effect relationship between seismic noise and the observed cycles of the vent.

Fieldwork and setup We deployed an array of thirteen 4.5 Hz vertical geophones along the road and surrounding most of the pool's perimeter, with an average spacing of 3.25 m (Figure 3.12 (a) and (b)). The sensor locations were taken with a tacheometer, with an uncertainty of a few centimeters. This set-up was used for a continuous 900-s recording at 800-Hz sampling frequency. This recording was synchronized for all channels (as an antenna), and carried out on a laptop, via a 12-bit resolution National Instruments data acquisition card.

Note that the substratum is different from sensor to sensor, in terms of compaction and water contents. Indeed, stations 1 to 8 are located along the road, on a dense and dry soil (Figure 3.12(b)). Sensors 10 to 13 were placed on the west boundary of the pool, where the soil is muddy and warmer. The ninth sensor is located on intermediate ground, just on the bend of the array.

Background theory Matched field processing (MFP) is commonly used in ocean acoustics to localize sources in depth and range (*Baggeroer et al.*, 1988; *Kuperman and Turek*, 1997). MFP is an array processing technique based on the comparison between forward modeling solutions of the wave equation with true data, measured on an array of motion sensors.

First, the data are transformed into the frequency domain, in which the processing takes place. A Cross-Spectral Density Matrix (CSDM) \hat{K} , is computed, as an ensemble average performed on N temporal segments of the outer product of the data vector :

$$\hat{K}(a_{true}) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \bar{d}_i(a_{true}) \bar{d}_i^\dagger(a_{true}), \quad (3.2)$$

where a_{true} is the (unknown) location of the source, and \bar{d}_i is the data vector at a given frequency for the considered time segment. The dagger is the complex conjugate transpose operation. Practically speaking, N is always chosen to be larger than the number of sensors, so that the CSDM is a full-rank matrix.

MFP consists in placing a test point source at each point of a search grid, computing the acoustic field (replicas) at all the elements of the array, and then correlating this modelled field with the data whose source location is unknown. The generalised matched field processor output can be formulated as

$$P(a) = \bar{\omega}^\dagger(a) \hat{K}(a_{true}) \bar{\omega}(a), \quad (3.3)$$

where the replica vector $\bar{\omega}(a)$ at frequency f is defined as a normalized version of the Green's function from a candidate source position (i.e., a) to the array elements. For an assumed source location a , $\bar{\omega}(a)$ contains the expected phase delays at the different array elements

modulated by an amplitude term that takes into account geometric attenuation. In its simplest formulation, $\bar{\omega}(a)$ is proportional to e^{ikra}/ra , ra is the distance calculated between the test point a and each sensor location, and k is the wave number. As such, the replica vector corresponds to a monopole source as acoustic noise is assumed to come from bubble collapse (Leighton, 1997).

Defined as in Eq. 3.3, P is the equivalent of a "correlator", that exhibits a maximum when the test point source is colocated with the true point source (in the ideal case where $a = a_{true}$). In the general case, we attempt to look for the highest correlation, which represents the best location computed by the processor (Kuperman and Roux, 2007).

MFP can be computed coherently or incoherently (see Debever and Kuperman (2007), Soares and Jesus (2003) for detailed techniques) : for computing time reasons, MFP has been averaged incoherently, i.e $|P|$ has been stacked frequency by frequency over the bandwidth of interest. The central difficulty of MFP is the knowledge of the environment, in order to generate the proper replica vectors. Depending on the expected mismatch in the environment, different MFP processors are used, ranging from linear spatial correlators (Eq. 3.3), robust to environmental mismatch, to non-linear high-resolution methods (MVDR) that rely on the estimation of \hat{K}^{-1} and are very sensitive to environmental uncertainties. The White Noise Constraint method (WNC), chosen in this study, stands between these two boundaries. This so called "modified MVDR" (Debever and Kuperman, 2007) is computed as in Eq. 3.3, but for a modified version of the replica vector wnc :

$$\bar{\omega}_{wnc}(a) = \frac{(\hat{K} + \epsilon(a)\hat{I})^{-1}\bar{\omega}(a)}{\bar{\omega}(a)^\dagger(\hat{K} + \epsilon(a)\hat{I})^{-1}\bar{\omega}(a)}, \quad (3.4)$$

where \hat{I} is the identity matrix and ϵ is a scalar that depends on a .

According to the choice of the algorithm, an accurate knowledge of the velocity in the medium is required, as it is the case with MVDR. Jensen et al. (1994) show that a small speed mismatch is sufficient to degrade the resolution by introducing sidelobes. WNC is more tolerant to environment mismatch and offers a great robustness in the inversion, which is more appropriate in our case.

As a matter of fact, two criteria control the quality of an inversion : (1) focalization (accuracy of the spot size) and (2) contrast (occurrence of sidelobes which can introduce an ambiguity on the source location). Jensen et al. (1994) showed this quality was strongly conditioned by the linear or non-linear criterion applied on the replica. In many cases, the non linear procedure (MVDR) gives better focalization accuracy, but its sensitivity to velocity mismatch is a strong limit to its application.

Eigenvectors decomposition As a full-rank hermitian matrix, the CSDM can be split up into the sum of its eigenvectors and eigenvalues :

$$\hat{K} = \sum_{i=1}^M \lambda_i \bar{v}_i \bar{v}_i^\dagger, \quad (3.5)$$

which satisfies the standard eigenvalue equation

$$\hat{K} \bar{v}_i = \lambda_i \bar{v}_i, \quad (3.6)$$

for $i = 1, \dots, M$ and where $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_M$. In an ideal case, this decomposition is a way to split up the global field into its wavefields components. Thereby we should get one

eigenvector for each source, under condition that the spacing between two sources of equal energy is sufficient to allow a good discrimination. Otherwise, the eigenvectors decomposition can lead to a "hybrid" eigenvector, which mingles two wavefields.

Recapitulative In conclusion, let us recall the three main levels of difficulty in the Matched-Field Processing approach :

1. The choice of replica vector depends on the knowledge of the environment (velocity of the medium).
2. The choice of the Matched-Field Processor results from a balance between resolution provided by a non-linear algorithm and robustness given by a linear processor.
3. The eigenvector decomposition gives the possibility to separate multiple sources by their singular values when each of them is clearly separated on the frequency bandwidth of interest.

Data processing procedure and experimental results

1. Velocity model

The imaging technique requires the knowledge of the velocity model for the computation of $\bar{\omega}$; We first constrain the seismic velocity c in the area, by performing four series of active experiments which consisted in recording the seismic signal produced by several people stepping in a small area, about one-meter diameter, at referenced points on different sides of the array (Figure 3.12(a)).

We found an average value of 230 m s^{-1} for c , with a 50 m s^{-1} standard deviation. This high uncertainty is related to the strongly heterogeneous nature of the medium in the area, with the pool at the center of the array.

In order to determine the influence of the velocity uncertainty on the accuracy of the source localization, we made a series of synthetic computations for a few source locations in the area that we then localized through our MFP algorithm while changing iteratively the velocity. It appeared that the acceptable uncertainty to retrieve the true source location is 70 m s^{-1} .

In the following, we then use a uniform velocity of 230 m s^{-1} to perform MFP on the recorded data set. The low value of c means that the vertical component of the seismic field recorded on the geophone array is dominated by surface waves. Note however that MFP is performed to match the relative phase delays on the geophone array with no need to distinguish waves-type that form the signal. Furthermore, the value of c shows that the extent of the geophone array covers a few acoustic wavelengths that is a requisite for source localization using phase matching techniques.

2. Study of spectral content

Figure 3.16 shows a clear difference in the frequency power spectrum of the records, in agreement with the spatial distribution of sensors and the soil nature. Thus, the MFP algorithm performed on all sensors for a common frequency bandwidth represents a difficult task.

In order to measure the spatial coherence between sensors, we extracted two bandwidths by filtering on 20-60 Hz and on 60-130 Hz. We computed correlations coefficients for all channels pairs for ambient noise stacked periods of less than four minutes. Correlations are normalized to compare correlations between sensors whose ground couplings are different. On the 20-60 Hz bandwidth, the average correlation coefficient is 0,6 and only 0.3 between 60 and 130 Hz. We thus infer boundaries in which the MFP will be

applied, and confine the processing to 20-60 Hz for the following study.

We further restricted the bandwidth to 30-45 Hz, which is the range of frequencies

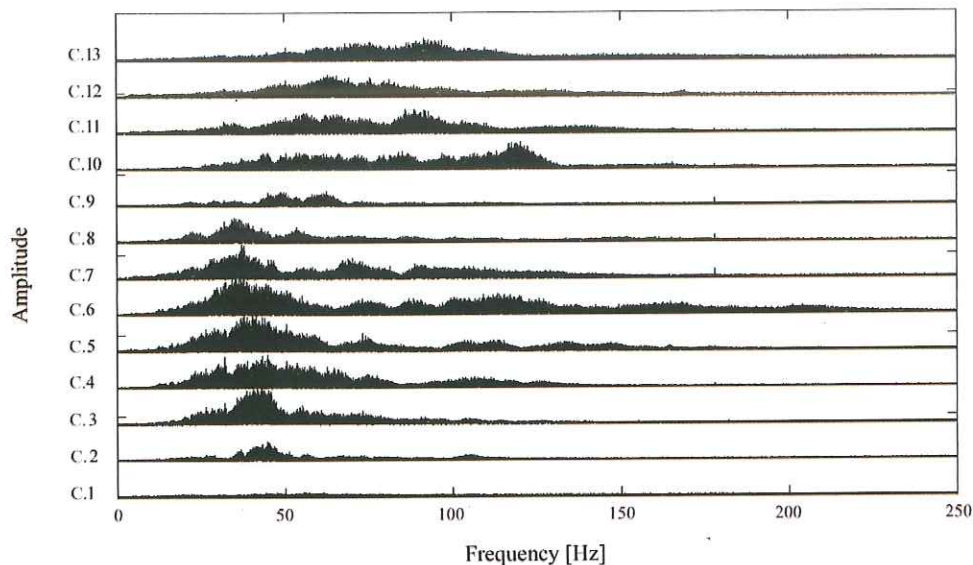


FIG. 3.16 – Spectra of seismic channels 1 to 13 (without normalization).

where the eigenvalues of the CSDM were clearly distinct from the noise space (Figure 3.17). It clearly appears that the power spectrum is composed of several eigenvectors (and then several sources), as we observe three high magnitude eigenvalues. Nevertheless, it seems that the first eigenvalue is predominant over the others, with a factor of 10 dB between the first and the second eigenvalue.

MFP computations As stated above, we selected a bandwidth where signals exhibit a strong spatial coherence; Because of the uncertainty on the velocity model, we chose a WNC processor for MFP as a compromise between resolution and robustness. As we expect sources in the near field, we used a replica vector $\omega(\vec{a}) = e^{ikr\vec{a}}/ra$. The MFP, performed on the first eigenvalue of the CSDM, revealed a dominant source outside the pool, less than 10 m deep (Figure 3.19(a),(b)) : the MFP maximum output was obtained for a depth of 9 m. The spot size spreads beyond 10 m depth, which makes it unlikely the source is deeper than this. This location is consistent with field observations, since this area corresponds to a noteworthy "knocking point", where we can directly feel vibrations coming from underground, with a time-varying intensity. This activity, impulsive and unsteady, can be seen on the recorded signals as strong acoustic impulses in Figure 3.18(a).

Large steam slugs can be seen entering horizontally in the pool, from the knocking point zone. Very likely, there is a relationship between the "knocking point" and the pool degassing : steam bubbles would rise in a pipe, knock at a silica covered basement ("knocking point") then exit laterally after a bend (Figure 3.20). *James et al.* (2004) showed that the ascent of bubbles and slugs provides a rich source of pressure oscillations. In our case, the powerful acoustic signal is probably being created by a water hammer effect. This event can be produced by the cavitation of a steam slug entrapped in a subcooled condensate. The low-pressure void

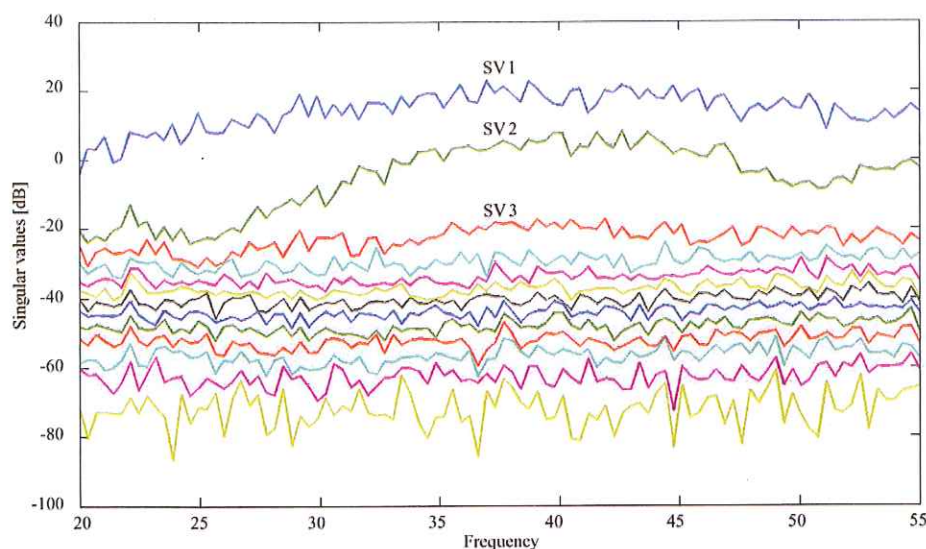


FIG. 3.17 – Amplitude of eigenvalues of \hat{K} versus frequency. We observe that [30-45] Hz is a bandwidth where Singular Values (S.V) are well distinct from each-other.

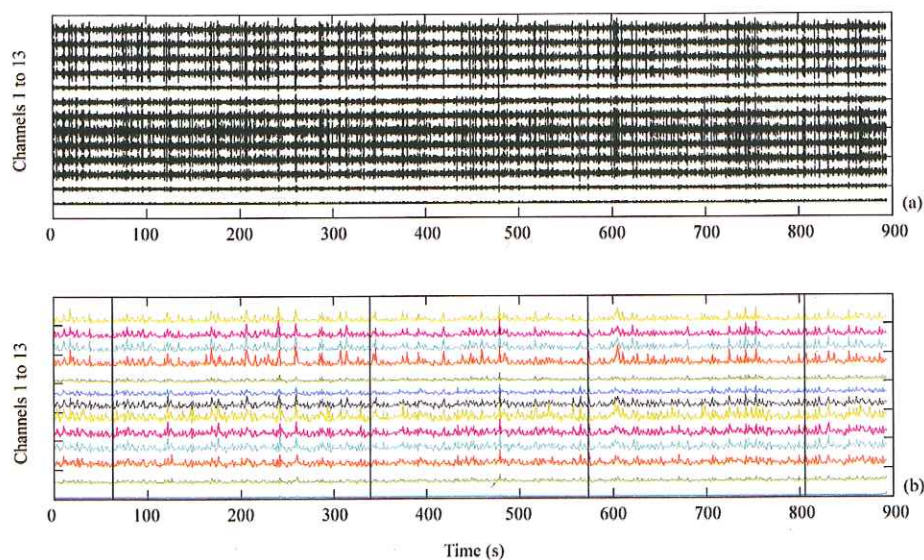


FIG. 3.18 – Recorded signal showing random occurrence of pulses. (a) Time record section (without normalization). (b) RMS amplitude averaged on length windows of 1 s (without normalization). Black solid lines correspond to the maximum of overflow for each cycle of the geyser.

left by steam after the collapse is instantaneously filled by the two surrounding condensates that collides, generating an over-pressurization pulse in the vent.

Relation with the vent We have studied the signal as a whole, as well as at different periods of the cycle, including targeting critical stages of the cycle, such as the beginning of the overflow and the maximum of overflow. Whatever the recorded window used in the computation, the MFP leads to the same dominant source located at the "knocking point".

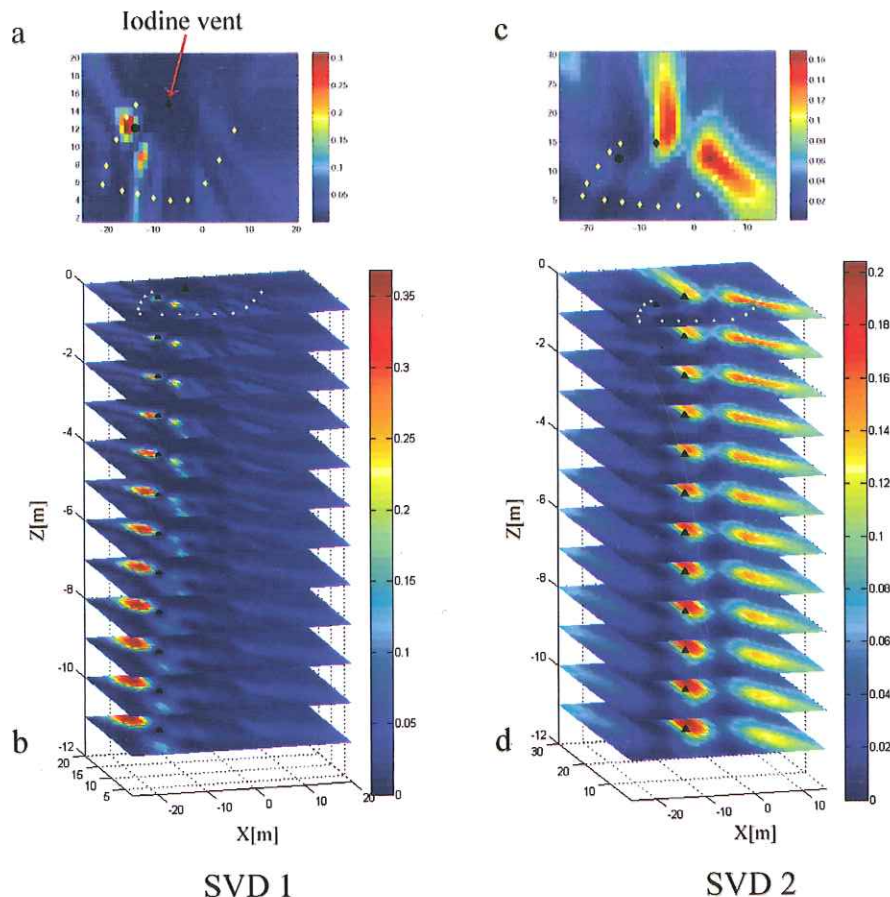


FIG. 3.19 – Sections obtained after MFP application. Left : MFP computed on the first eigenvalue, on 30-45 Hz. (a) Top view at 3 m depth. (b) Depths from 0 to 11 m. Right : MFP computed on the second eigenvalue, on 16-20 Hz. (c) Top view at 3 m depth. (d) Depths from 0 to 11 m. • Knocking Point ♦ Iodine vent ♦ Geophone locations.

Still using MFP, this preliminary analysis was completed by scanning frequencies over the bandwidth 10-150 Hz, on sliding windows of 1 Hz, by steps of 0.1 Hz. As expected, the MFP yields an unconvincing result beyond 60 Hz with a vast number of sources distributed over the whole space. Between 16 and 20 Hz, a source close to Iodine vent emerged as the second eigenvalue of the CSDM. We focused our study on this narrow bandwidth, on an appropriate grid search. Results are shown in Figure 3.19(c),(d). We observe a mixing between two sources, the first one at a shallow depth (0-4 m) and the second one, deeper.

The deeper source would correspond to the location of the Iodine vent but the result remains uncertain since the maximum output of the MFP is at 11 m depth. Moreover, the plot of the CSDM eigenvalues versus frequency within this bandwidth shows that the second and the third eigenvalue seem to cross each other (not illustrated), a proof that the result remains ambiguous.

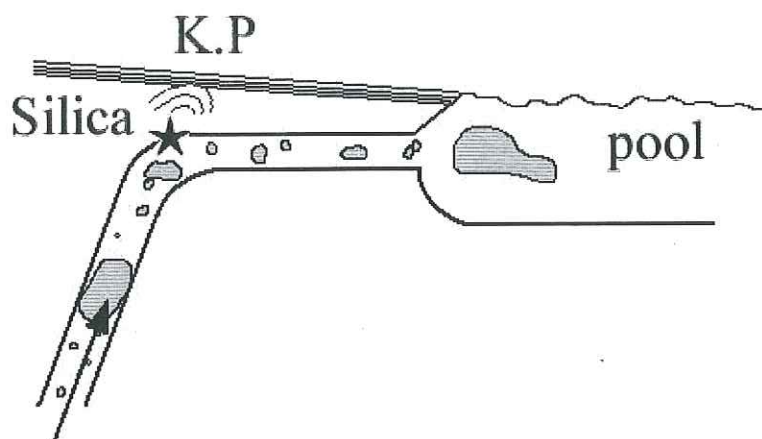


FIG. 3.20 – Sketch showing the relationship between the "knocking point" and the pool degassing.

R.M.S. signal The RMS signal computed for each channel, over windows of 1 s (Figure 3.18(b)), shows that there is no increase in energy when the vent is overflowing. The RMS was then filtered around 16-20 Hz for comparison with Figure 3.19(c), but no evidence of a link between the vent and the strength of the acoustic signal was found. Thus, it seems consistent that the MFP locates the main source at the "knocking point" rather than at the geyser itself.

Conclusion

Clear self-potential fluctuations are associated with the activity of a small geyser located in Waimangu Valley in New Zealand. The fact that precursory self-potential signals are generated prior the outflow of the geyser rules out possible artifact due to the temperature change of the electrodes, which were always located outside the area thermally perturbed by the overflow of the geyser. We have explained the magnitude and the polarity of these signals using a simple pipe model in which there is a change in the hydraulic head. The value of the streaming potential coupling coefficient and the electrical conductivity of the surrounding medium were independently determined. One of the conclusions of our work is that the existence of such a signal is controlled by the pH of the pore water, which can be highly variable in this type of environment (at Waimangu, the pH varies spatially in

the range 3 to 9). Measurements of the self-potential signals with networks of electrodes and knowledge of the electrical resistivity distribution of the medium (through electrical resistance tomography) can be inverted to locate, in real time, the change in water pressure inside the system. As explained by *Crespy et al.* (2008), self-potential is the only geophysical method that can be used for that purpose.

Implementation of methods from underwater acoustics have been quite successful in locating hydrothermal sources. In this area, the noise created by Iodine geyser is overprinted by a degassing coming from another vent, whose bubbles density per surface unit may be higher. We also checked that non-linear method improves spots focalization, as shown by *Jensen et al.* (1994). Seismic results revealed a predominant source located at the "knocking point", consistent with field observations and with RMS calculations. Powerful waterhammer pressure transients can be generated by cavitation in a pipe, and can easily overprint the permanent boiling noise produced by the Iodine geyser vent. This source has been localized with a quite good accuracy, and is very likely less than 10 m deep. A second source, less significant, has been pinpointed close to Iodine vent, but did not seem to be related to the geyser activity.

3.3.2 Inferno Crater Lake

Nous nous consacrons à présent à une zone avoisinant le lac Inferno, que nous étudions avec des méthodes sismo-acoustiques. Le comportement cyclique du lac avait déjà été étudié par *Tosha et al.* (1996) qui avaient démontré que la remontée du niveau du lac s'accompagnait d'une recrudescence du niveau de bruit acoustique. A l'opposé, aucune signature sismique n'a été observée en phase de récession. Cette tendance a été confirmée par les expériences analogiques menées par *Vandemeulebrouck et al.* (2005), qui ont mis en évidence un fort niveau de bruit lors de la remontée du niveau d'eau, qu'ils ont attribué à un phénomène de reprise d'ébullition. Comme nous le montre la Figure 3.21, de façon analogue à ce qui a été observé lors des grands cycles, ces fluctuations du niveau de bruit sont aussi synchrones avec les fluctuations du niveau d'eau qui précèdent le débordement.

Le but de ce travail est sensiblement différent, car il ne vise pas à obtenir de signature sismique particulière mais à reconnaître les différentes sources de bruit ambiant. Nos données ont été acquises quand le niveau du lac était haut, dans un délai assez court. Nous avons déployé une antenne de 16 géophones ; le dispositif d'acquisition est resté identique à celui qui a été décrit dans la section 3.3.1. Le signal que nous étudions dans cette partie a une durée de 300 s, et a été échantillonné à une fréquence de 800 Hz. De même que précédemment, il a été indispensable d'effectuer une recherche du modèle de vitesse, par le biais de sources actives. Une application itérative de la méthode du Matched-Field Processing sur les vitesses a permis de retenir une valeur, qui s'élève à 220 m s^{-1} . Le signal que nous étudions se compose d'une partie de "bruit de fond" sur les 216 premières secondes, et se ponctue par un événement de courte durée entre 216 et 218 s, qui se retrouve de façon plus marquée sur la bretelle de géophones qui longe le lac (géophones 2, 6, 11, 15 et 16).

Une étude détaillée du contenu spectral du signal a montré que le contenu fréquentiel était très différent entre le bruit ambiant et l'événement ponctuel, c'est pourquoi nous les traitons séparément dans l'étude qui suit.

Bruit ambiant

Le contenu spectral du bruit ambiant est assez bas, et se situe autour de 10 Hz. Afin d'appliquer le Matched-Field Processing dans des conditions optimales, nous avons étudié

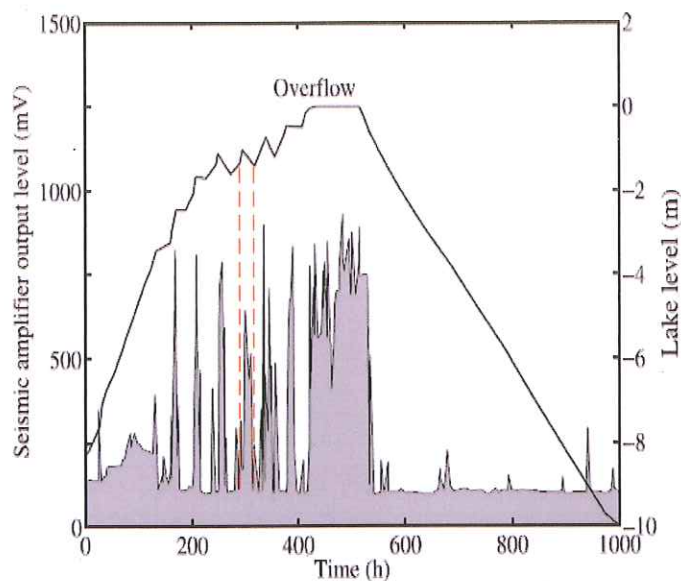


FIG. 3.21 – Variations du niveau de bruit sismique observées à Inferno, d'après Vandemeulebrouck et al. (2005).

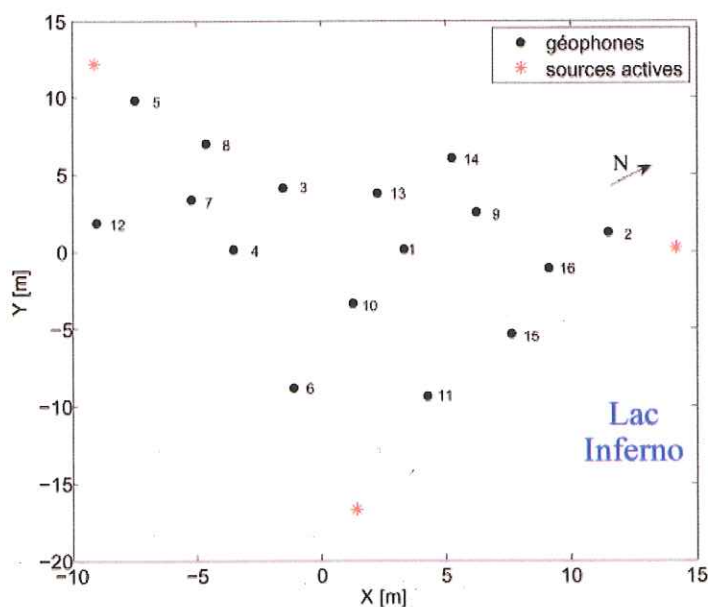


FIG. 3.22 – Antenne de géophones déployée en bordure du lac Inferno et localisation des sources actives.

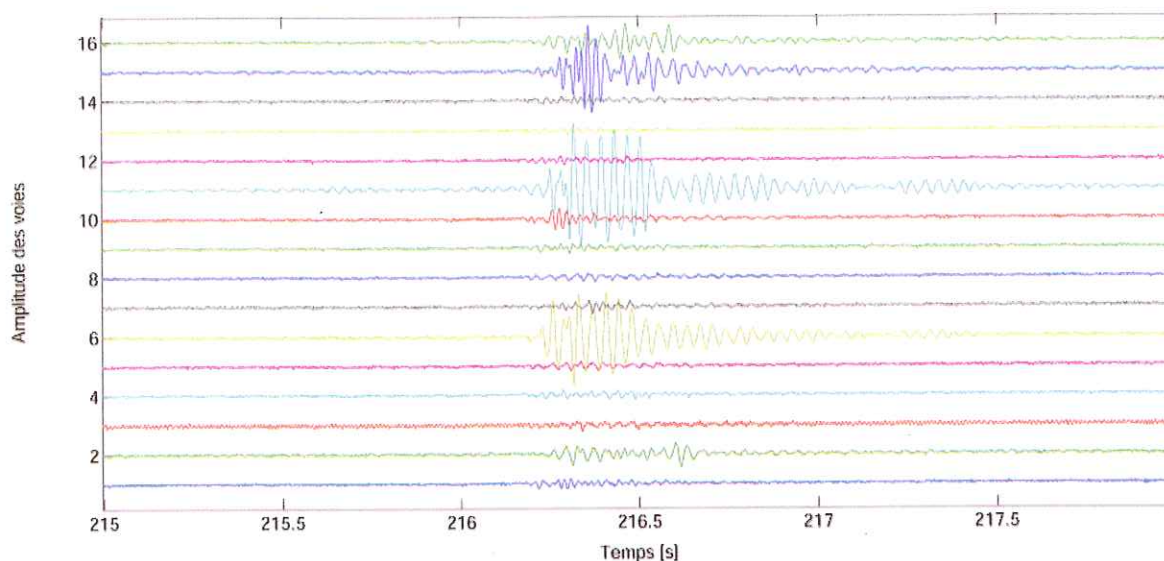


FIG. 3.23 – Section temporelle du signal sur trois secondes. Un évènement ponctuel marque le signal entre 216 et 218 s, de façon préférentielle sur les voies 6, 11, 15 et 16.

les corrélations de toutes les voies deux à deux, sur des bandes de fréquences différentes et de longueurs variables. Les taux de corrélation maximums sont obtenus pour la bande de fréquence comprise entre 7 et 10 Hz, et chutent assez rapidement en dehors de ces limites (Figure 3.24).

Une décomposition en valeurs singulières de la matrice des données \hat{K} , qui a été décrite et explicitée dans l'équation 3.5, nous indique qu'il n'existe qu'une seule source très bien individualisée sur la bande de fréquence considérée (Figure 3.25). En effet, la différence d'amplitude entre la première valeur singulière et la seconde s'élève à 20 dB.

L'algorithme du Matched-Field Processing a été utilisé avec le réplica explicité en Formule 3.4 pour l'application de la méthode du White Noise Constraint.

Résultats La source de bruit ambiant semble se situer exactement à l'aplomb du réseau, sans lien apparent avec le lac Inferno, comme l'indique la Figure 3.26. Le maximum du Matched-Field Processing est obtenu pour une profondeur de 11 m, mais c'est aussi la profondeur pour laquelle la focalisation est la moins bonne. Il y a donc une légère ambiguïté sur la profondeur de la source, qui se situe vraisemblablement à une profondeur supérieure à 8 m.

Evènement ponctuel

La même démarche a été appliquée pour l'évènement ponctuel que pour le bruit ambiant. L'évènement a un contenu plus haute fréquence, comme nous le montre la Figure 3.27, et sa fréquence centrale se situe autour de 26 Hz.

Le Matched-Field Processing a été appliqué avec la méthode linéaire Bartlett pour un réplica $\omega(a) = e^{ikra}/ra$. L'utilisation de la méthode du White Noise Constraint avec une décomposition en valeurs singulières nécessite un découpage de la matrice \hat{K} en segments dont le nombre doit être supérieur au nombre de géophones, pour des raisons de stabilité

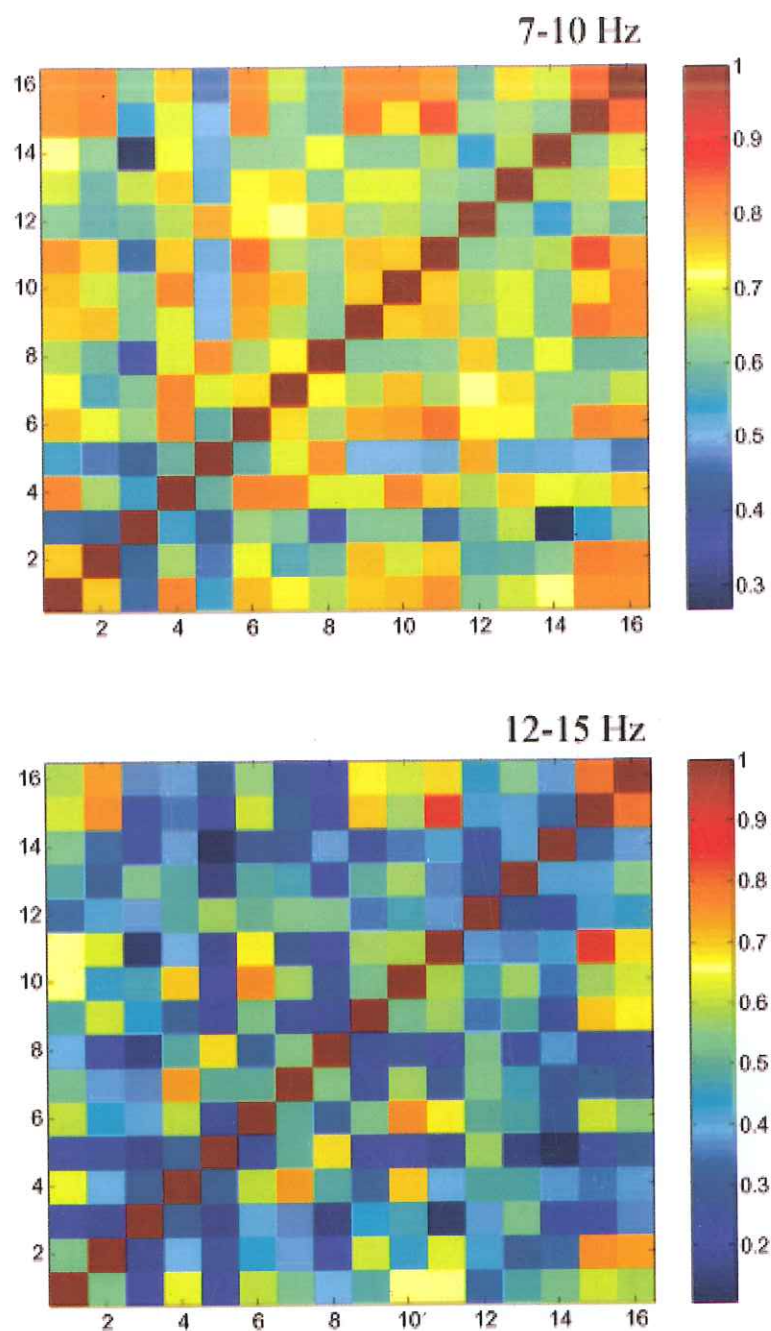


FIG. 3.24 – Matrices de corrélations calculées sur deux bandes de fréquences différentes. Le maximum de corrélation entre toutes les voies est obtenu sur la bande de fréquences [7-10] Hz.

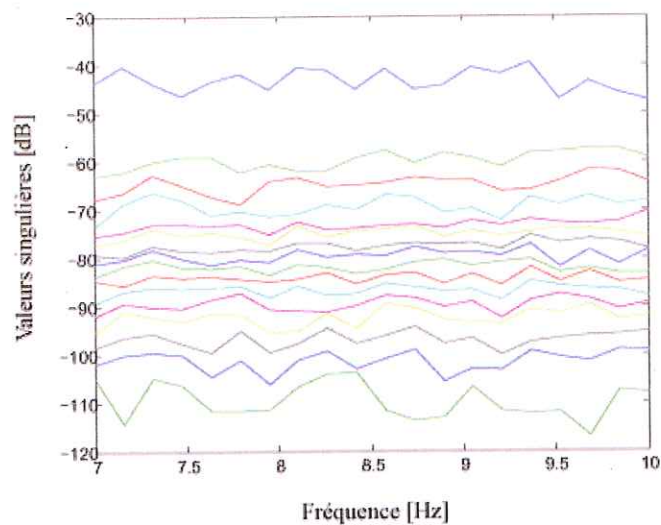


FIG. 3.25 – Amplitude des valeurs singulières de la matrice \hat{K} en fonction de la fréquence.

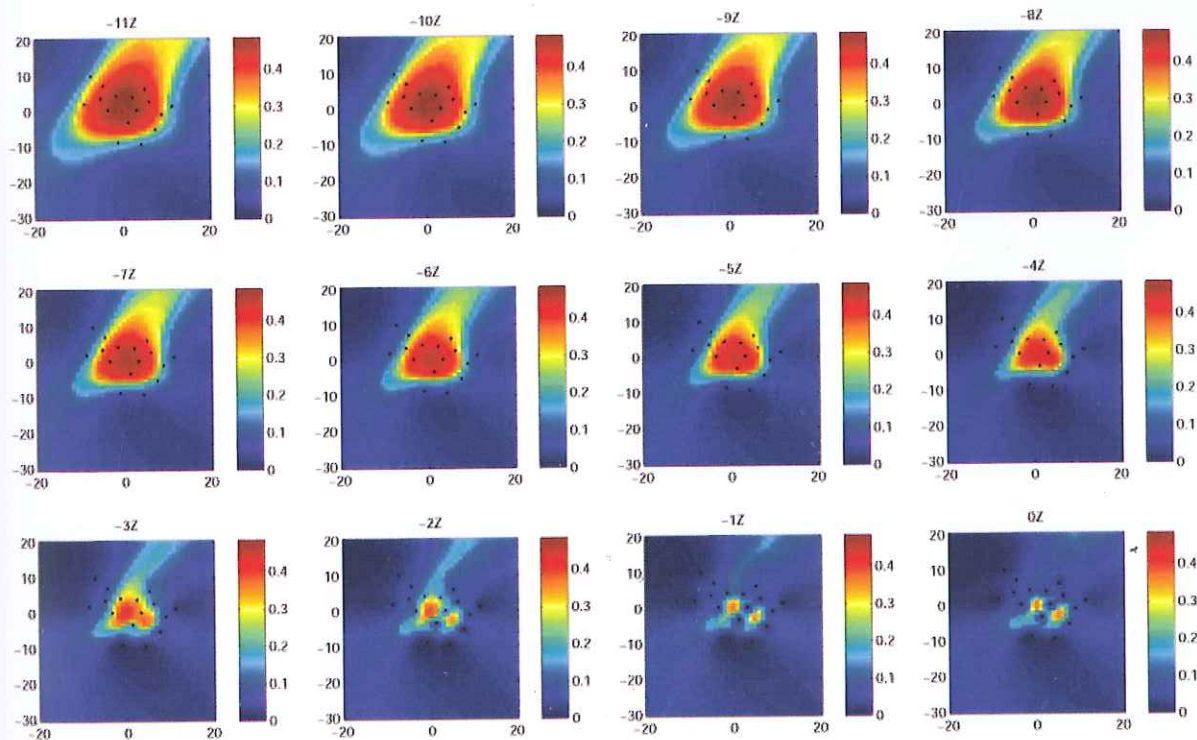


FIG. 3.26 – Résultats obtenus avec le Matched-Field Processing sur le bruit ambiant, sur la bande de fréquences 7-10 Hz, entre 0 et -11 m.

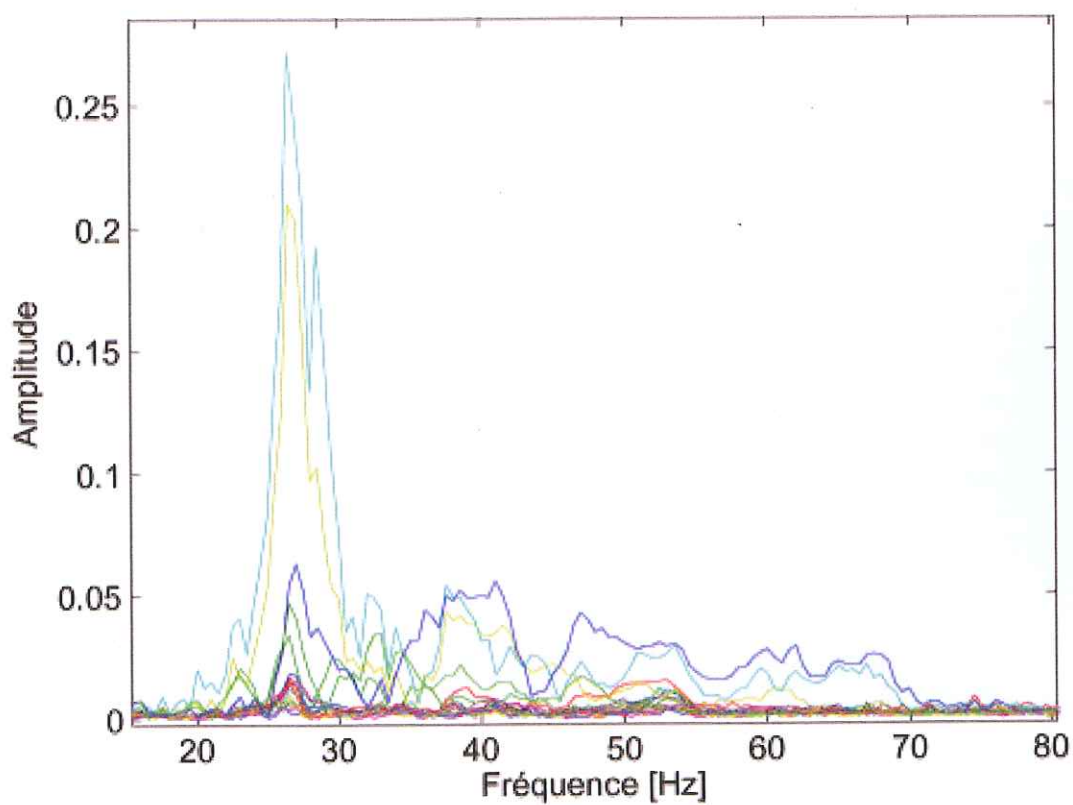


FIG. 3.27 – Spectre de l'évènement ponctuel.

matricielle. Étant donné que le signal se limite ici à 2 s, nous avons choisi de l'utiliser dans son intégralité pour qu'il soit représentatif de l'évènement, et avons donc utilisé la méthode la plus simple du Bartlett. Nous avons travaillé sur la bande de fréquence 23-31 Hz, qui englobe le pic de plus grande amplitude. Étant donné que le signal est considérablement atténué sur les géophones les plus en retrait du lac, nous avons extrait différents sous-réseaux, en retenant, pour l'un d'eux, les géophones 2, 6, 11, 15 et 16. La forme linéaire de ce sous-réseau entraîne une perte considérable de résolution, et le reste des capteurs possède un signal trop atténué pour permettre un traitement correct. C'est finalement l'ensemble des 16 géophones qui a été retenu pour cette étude.

Les résultats sont présentés sur la Figure 3.28 :

Tout semble indiquer une source proche du géophone 11 ; étant donné que nous avons utilisé l'amplitude et la phase des signaux, cela a certainement donné plus de poids aux géophones en bordure du lac. C'est donc la directivité de la source qui est la plus significative dans ces résultats : la source semble provenir du Lac Inferno, et se situe entre 1 et 3 m de profondeur. Un tel évènement pourrait correspondre à une bulle de gaz, d'autant que la fréquence du signal concorde avec la fréquence d'oscillation d'une bulle donnée par *Kedar et al.* (1998). Étant donné que la fréquence d'oscillation de la bulle est fonction de son rayon (*Minnaert*, 1933), une fréquence de 26 Hz correspondrait à une bulle dont le rayon est de 13 cm environ. Si la source provient bel et bien du lac, alors un modèle simple à une seule vitesse est probablement très approximatif. La vitesse du son dans l'eau pure est de 1500 m s^{-1} ; le contraste de vitesse qui existe réellement entre le lac et ses abords est certainement inférieur à celui qui existe entre un sol meuble et un liquide pur. Le lac Inferno contient très probablement des bulles issues du dégazage de la source de chaleur sous-jacente. Même en très faible concentration, la présence de gaz en milieu liquide abaisse considérablement la vitesse du son (*Kieffer*, 1977). Il nous est impossible d'estimer la proportion de gaz dans le milieu, mais dans notre contexte la vitesse du son est vraisemblablement très inférieure à 1500 m s^{-1} .

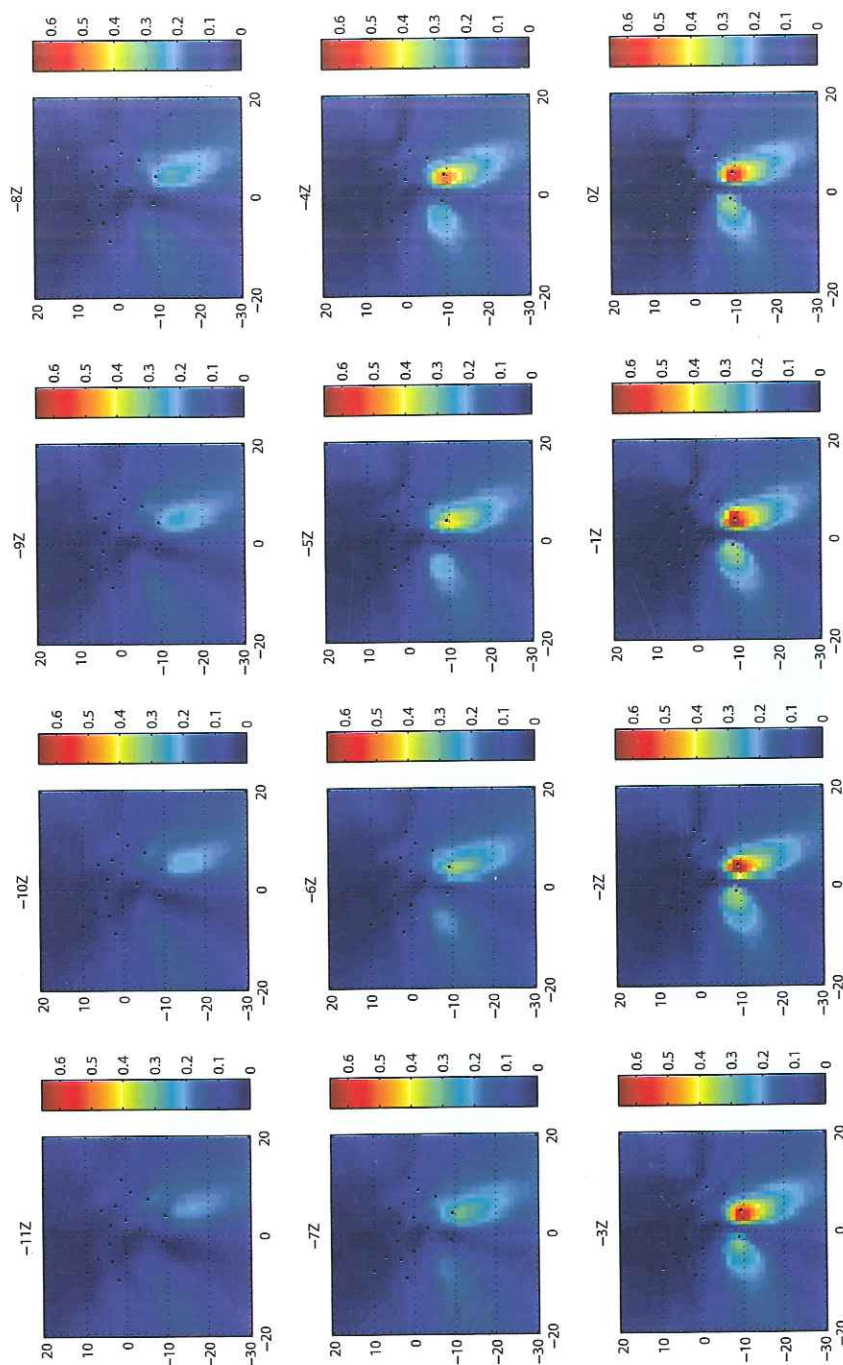


FIG. 3.28 – Résultats obtenus avec le Matched-Field Processing pour l'évènement ponctuel entre 0 et -11 m.

3.3.3 Old Geyser site

Le site du Old Geyser a été baptisé ainsi en raison des éruptions hydrothermales spectaculaires dont il a été le siège au début du XX^{ème} siècle (l'activité éruptive du geyser a été plus amplement développée en partie 3.1.2); désormais, d'un point de vue hydrothermal, la zone est redevenue calme, et l'activité se réduit à des fumeroles et une mare bouillonnante de très petite échelle (30 cm de diamètre environ), qui se concentrent sur la bordure Nord du site. L'ancien geyser se situe entre les lacs de cratère Frying-Pan et Inferno, en marge d'un secteur où l'activité hydrothermale est intense, comme nous avons pu l'observer sur les Figures 3.8 et 3.7. Il s'étend sur une surface de 1000 m² environ. Nous l'avons étudié avec plusieurs profils le long desquels nous avons mesuré la température, le flux de CO₂, et le potentiel spontané, à deux moments différents du cycle. Notre étude a été complétée par la mise en place d'une antenne permettant l'acquisition de données sismo-acoustiques. Notre objectif était double et visait (1) à coupler différentes méthodes géophysiques afin de préciser la nature et la position des sources (2) vérifier si les signaux acoustiques et électriques répondaient aux cycles du lac Inferno.

Les mesures de température et de CO₂ ont révélé des sources en bordure Nord du site, qui coïncident parfaitement avec les observations de surface. En revanche, ces sources sont découplées de l'anomalie mise en évidence par la polarisation spontanée, et qui se situe plus au Sud (Figure 3.29). La répétition des mesures de PS à un moment différent du cycle (récession) n'a pas permis de démontrer la présence de nouvelles sources.

L'application jointe des méthodes sismiques et de polarisation spontanée a permis de caractériser une même source, et de préciser sa profondeur. Cette étude fait l'objet d'un article qui a été soumis à la revue *Geophys. J. Int.*, que nous présentons ci-après.

Introduction

The Waimangu valley, located in the North Island of New-Zealand, is a recent hydrothermal site in the Taupo Volcanic Zone (TVZ). Prior to the 1886 eruption of Mt. Tarawera volcano, surface activity was absent in the Waimangu valley, and restricted to the famous Pink and White Terraces near Lake Rotomahana. During the 1886 eruption, a series of craters opened along a length of 17 km, with Waimangu at the southwestern end (*Nairn and Cole, 1981*). After the eruption, the Waimangu hydrothermal features (Figure 3.30) developed in some of the 1886 craters (*Scott, 1994a*).

In 1900, the Waimangu geyser started to erupt in the eastern part of Echo Crater (Figure 3.30), and continued until 1904. Its eruption height was remarkable, up to 450 meters (*Keam, 1980*), making Old Geyser the world's highest historical geyser, and its cycle period was about 36 hours. During the following years, many hydrothermal eruptions occurred in Echo Crater, with the largest on April 1917, which covered the site of the Geyser and re-excavated the western part of Echo Crater, now filled by Frying Pan Lake.

At present, the Waimangu main surface activity is located in and around Frying Pan and Inferno Lakes (Figure 3.30), which present a cyclic activity with level and temperature changes (*Scott, 1994a*). The site occupied previously by Waimangu Geyser is an almost flat area, covered by altered deposits of hydrothermal eruptions, where surface activity can only be observed in the northern part with a small boiling pool. Water flow coming from the direction of the Geyser site can be seen when it joins the Frying Pan outlet stream.

Tosha et al. (1996) recorded the seismic noise activity in Waimangu and observed a

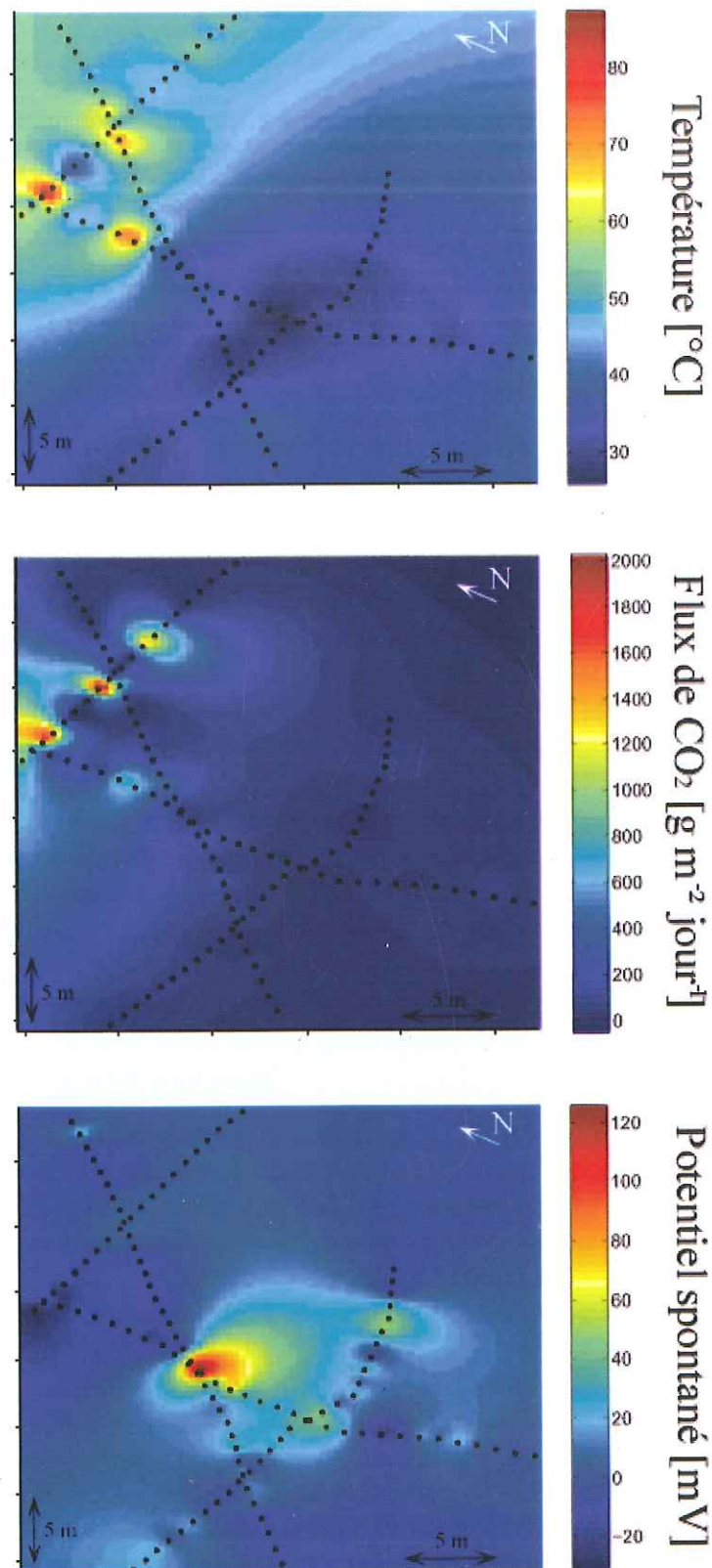


FIG. 3.29 – Données de température, de flux de CO₂ et de potentiel spontané acquises le long des profils (•) sur le Site du Old Geyser.

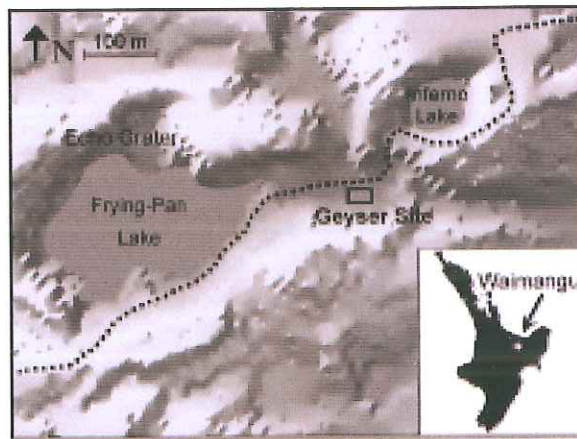


FIG. 3.30 – Map of Waimangu hydrothermal area in the North Island of New-Zealand. The rectangle corresponds to the location of the acoustic and self-potential survey at the Old Geyser site.

continuous background signal in this area, with stronger signal when the Inferno water level was rising. The source of these hydrothermal noise variations can be attributed to boiling instabilities at depth (Vandemeulebrouck *et al.*, 2005). Tosha *et al.* (1996) monitored the self-potential changes on an east-west profile and observed a positive anomaly centered on the Geyser site, attributed to subsurface upflow, whose amplitude changed with time during the Inferno cycle.

This paper aims to study the structure of the Old Geyser site area, which represents a remarkable source of correlated acoustic noise and electric self-potential. Combined geophysics methods have already been applied to hydrothermal systems, (see Aizawa *et al.* (2005); Bruno *et al.* (2007); Revil *et al.* (2008)), but the joint application of two recent and similar techniques, matched field processing of ambient acoustic noise, and cross-correlation density for self-potential, is original in the recognition of hydrothermal subsurface structures.

Description of survey and methods

Seismo-acoustic experiments and method The goal of the seismic experiment was to analyze the ambient hydrothermal noise in the Old Geyser site area, during a period of Inferno Lake stability. The acoustic method we propose is original for the recognition of hydrothermal dynamic structures, as it applies to ambient noise, and not to discrete events (e.g. Almendros *et al.* (2001)) and as it uses ocean acoustics localization methods. Recent papers on noise correlation techniques have demonstrated the spatial coherence of ambient seismic noise on range scales varying from hundreds of meters to hundreds of kilometers and frequencies between 0.1 and 1 Hz (Shapiro *et al.* (2005); Roux *et al.* (2005); Brenguier *et al.* (2008)). Hydrothermal systems classically generate seismic noise around 15 Hz which is clearly coherent on geophone arrays with inter-element distances smaller than 50 meters. Our goal is to take advantage of this spatial coherence to perform coherent array processing in order to localize the sources of hydrothermal noise.

We set up at the Old Geyser site an array of sixteen 4.5 Hz vertical geophones, whose locations are known to few centimeters (Figure 3.31). All the seismic channels are synchronized and recorded on a laptop using a 12-bit resolution data acquisition board.

We first constrain the seismic velocity c in the area, by performing four series of active

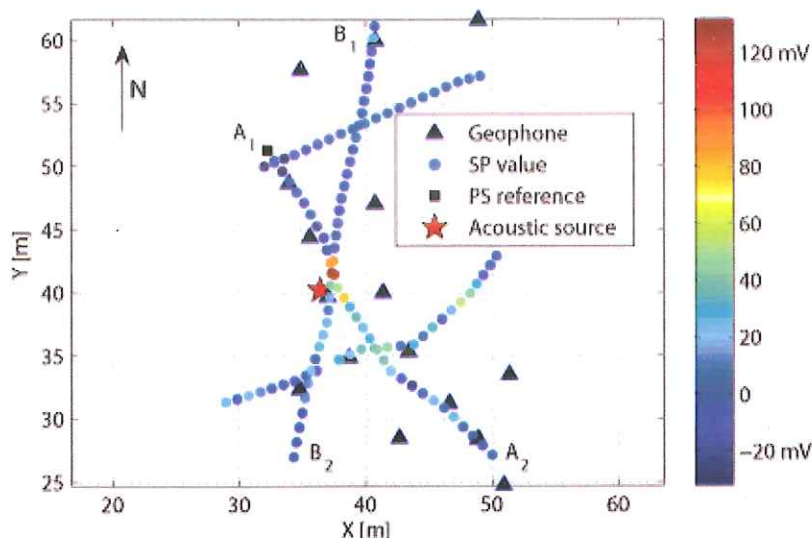


FIG. 3.31 – Geophones array location and self-potential values over the studied area. The SP reference point is indicated as well as the acoustic source (red star) obtained by the MFP. The color bar refers to self-potential values in mV.

experiments which consisted in recording the seismic signal produced by several people stepping in a small area, about one-meter diameter, at referenced points on different sides of the array. We found a value for c , about 280 m s^{-1} , consistent for all the active experiments, and consider the velocity as homogeneous in the studied domain. The low value of c means that the vertical component of the seismic field recorded on the geophone array is dominated by surface waves. Furthermore, the value of c shows that the extent of the geophone array covers a few acoustic wavelengths that is a requisite for source localization using phase matching techniques.

We then recorded the ambient seismic noise during several intervals of 4 minutes long, at a sampling rate of 800 Hz. In order to localize in depth and range the ambient noise sources, we applied Matched Field Processing (MFP) technique, commonly used in ocean acoustics (Kuperman and Roux, 2007). MFP is an array processing technique based on comparing forward modeling solutions of the wave equation with true data, measured on an array of motion sensors. First, the Cross-Spectral Density Matrix (CSDM) is computed as an ensemble average performed on N temporal segments of the outer product of the data vector :

$$\hat{K}(a_{true}) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \bar{d}_i(a_{true}) \bar{d}_i^\dagger(a_{true}), \quad (3.7)$$

where a_{true} is the (unknown) location of the source, and \bar{d}_i is the data vector at a given frequency for the considered time segment; the dagger is the complex conjugate transpose operation. Practically speaking, N is always chosen to be larger than the number of geophones so that the CSDM is a full-rank matrix. MFP consists in placing a test point source at each point of a search grid, computing the acoustic field (replicas) at all the elements of the array, and then correlating this modelled field with the data from the real point source, whose location is unknown.

The generalized matched field processor output can be formulated as :

$$P(a) = \bar{\omega}^\dagger(a) \hat{K}(a_{true}) \bar{\omega}(a), \quad (3.8)$$

where the replica vector $\bar{\omega}(a)$ at frequency f is defined as a normalized version of the Green's function from a candidate source position (i.e., a) to the array elements. P is the equivalent of a linear "correlator", for which the correlation is maximum when the test point source is co-located with the true point source (in the ideal case where $a = a_{true}$). For broadband noise data, the matched-field processor $|P|$ is then incoherently averaged over the frequency bandwidth of interest to further improve the detection of the source.

The central difficulty of MFP is the knowledge of the environment, in order to generate the proper replica vectors. Depending on the expected mismatch, different MFP processors are used ranging from linear spatial correlators (Eq. 3.8) robust to environmental mismatch to non-linear high-resolution methods (MVDR) that rely on the estimation of \hat{K}^{-1} and are very sensitive to environmental uncertainties. The White Noise Constraint processor (WNC), chosen in this study, stands between these two boundaries (*Debever and Kuperman, 2007*). Indeed, *Jensen et al. (1994)* show that a small speed mismatch is sufficient to degrade the resolution of MVDR by introducing sidelobes in the processor output while WNC is appropriate in cases of environmental mismatch and offers a great robustness in the inversion. Actually, two criteria make it possible to assess the quality of an inversion : focalization (accuracy of the spot size) and contrast (occurrence of sidelobes which can introduce an ambiguity on the source location). *Jensen et al. (1994)* showed this quality was strongly conditioned by the linear or non-linear criterion applied on the replica. In many cases, the non linear procedure (MVDR) appears more efficient in focalization, but its sensitivity to speed mismatch makes its application more difficult.

The MFP was calculated on a 3-D grid, of 2 m horizontal and 1 m vertical intervals. The raw data spectrum has been whitened between 10 and 35 Hz to include higher-frequency information to the MFP. The horizontal position of the WNC output maximum is shown on Figure 3.31, and its projection on a vertical cross section corresponding to the B profile is shown on Figure 3.32.

The size of the spot is smaller than the acoustic wavelength which is not in contradiction with theoretical diffraction limits since (1) the source is in the near-field of the geophone array and (2) the WNC processor is a non-linear processor.

Self-potential method We performed self-potential (SP) measurements in the vicinity of the acoustic source with Petiau Pb/PbCl₂ electrodes and a high impedance (100 M Ω) voltmeter. SP values vary over the area (Figure 3.31) in a 20 mV range except around the acoustic source where we observed a sharp peak of 130 mV decreasing southwards. The northern steaming area, where we can observe hot pools, high temperature, and elevated CO₂ produces neither SP anomaly nor high acoustic energy. In order to locate the self-potential source, we have used a cross-correlation density method which is similar to the acoustic one. The studied area, assumed to be homogeneous in terms of resistivity, is decomposed in 2-D elementary cells which contain a vertical and a horizontal dipole. We calculate the cross-correlation between the Green function for an elementary dipole and the observed self-potential anomaly at the surface divided by its power (*Patella (1997); Revil et al. (2001)*). We assume the electrical field $E(r_P)$ at a station located at $r_P(x_P, y_P)$, due to an elementary dipole located at $r(x, y)$ can be written as

$$E(r_P) = d \nabla \cdot G(r - r_P) \quad (3.9)$$

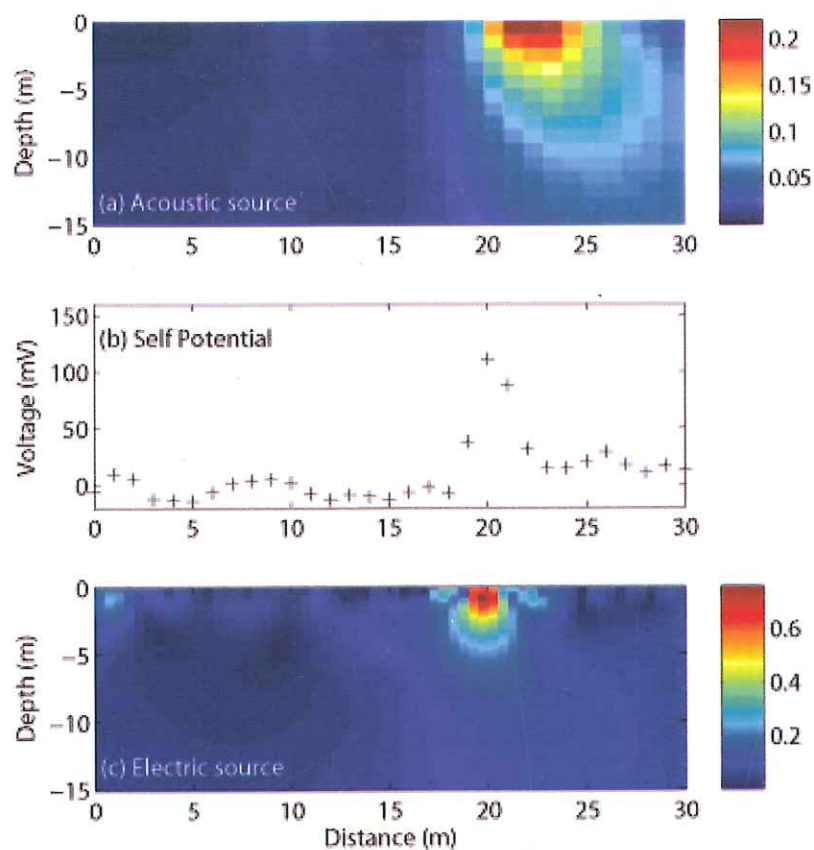


FIG. 3.32 – Results of the acoustic and self-potential inversions on the B profile.
 (a) Density of correlation resulting from acoustic MFP. (b) Self-potential data.
 (c) Cross-correlation density of elementary electric dipoles.

where G and d are respectively the Green function associated with Poisson equation and the moment of the dipole. The cross-correlation density of the dipole is given by :

$$\eta_v(r) = C_v \int E(r_p) \frac{\partial G(r - r_p)}{\partial V_p} dS \quad (3.10)$$

where $v = x, y$, and C_v is a normalization constant that takes into account the power of the electric field (Iuliano *et al.*, 2002).

We applied this correlation method to the two SP profiles that cross the acoustic source, namely A and B (Figure 3.31), looking for the maximum of the cross-correlation density. The inversions of A and B self-potential profiles indicate a same electric source, at the vertical of the SP peak (Figure 3.32).

Discussion

The maximum of correlation for the acoustic MFP clearly matches with the maximum of correlation of the self potential, indicating the acoustic and electric sources are the same. It is noteworthy that no hydrothermal feature can be seen at the surface above this source, and that the hot steam area with small boiling pools does not produce a high acoustic energy compared to this buried one. The source location is very shallow, but its depth is not well constrained as the array elevation was not measured due to the dense vegetation. The topography was thus considered as flat whereas the southern part of the array is about one meter higher than the northern part.

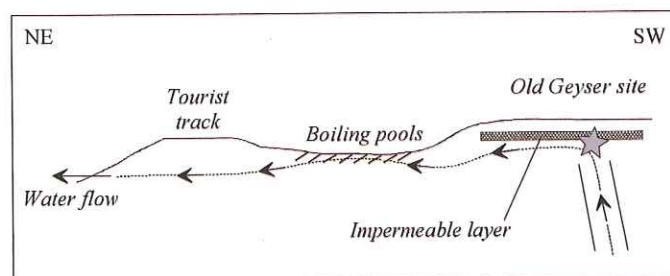


FIG. 3.33 – Sketch diagram representing the assumed model of hydrothermal structure beneath the Old geyser Site. The upward flow of boiling water in a vertical vent produces the self-potential anomaly, and the shock on an impermeable sub-surface layer produces the acoustic source (star). Water flows in a NE direction to a boiling pool area then joins the outlet stream of Frying Pan Lake.

We suggest the acoustic and electric source corresponds to the upflow of boiling fluids which encounter an impermeable layer and spread horizontally towards a lower elevated area in a northern direction (Figure 3.33). The shock of a bubbly water upflow on a solid layer can generate stronger acoustic pulses than the boiling/bubbling at open vents of this area at which no prominent acoustic source are detected. The impermeable layer could be made of silica deposited when Old Geyser was active and covered later by deposits from Echo Crater eruptions. The presence of an impermeable layer is in agreement with the low temperature and CO_2 levels in the vicinity of the source compared to the high values measured in the northern part. A similar structure of upwelling hydrothermal flow producing a large SP anomaly at the surface was deduced from resistivity, magneto-telluric and self-potential measurements

on Mt. Fuji (*Aizawa et al.*, 2005), and on other volcanoes such as Mt. St. Helens (*Bedrosian et al.*, 2007) and Vulcano (*Revil et al.*, 2008).

Conclusion

As far as we know, it is the first time acoustic and self potential methods have been used jointly to give consistent locations of a unique acoustic and electric buried source produced by subsurface hydrothermal processes. The methods we used were very easy and fast to setup when working at small scale. Joint electric and acoustic inversion should be implemented in the future to improve the geometry of the structure and to constrain the fluxes.

A permanent acoustic and self-potential monitoring of this site would give insight on the temporal evolution of the hydrothermal plume, as (*Tosha et al.*, 1996) has considered this area was also affected by the Inferno cycle. More generally, applying similar techniques to other places would improve the understanding of the hydrothermal structures, processes, and associated instabilities.

3.4 Signature géo-électrique des mouvements de fluides et changements de phases

Dans cette section nous étudions les effets électriques induits par les variations temporelles du niveau du lac Inferno, à Waimangu, au cours d'un cycle. Nous avons vu en section 3.1 que les fluctuations du niveau d'eau qui accompagnaient le cycle étaient conséquentes, et que les volumes associés approchaient les 60 000 m³.

Dans un premier temps, nous nous attacherons à l'étude seule des données de résistivité électrique, qui ont été acquises tout au long d'un cycle, à des moments clés. Nous comparerons les résultats issus de deux techniques d'inversions différentes (Res2Dinv et CRTomo), et étudierons les changements temporels de résistivité qu'elles mettent en évidence. En réponse aux mouvements de fluides qui sont induits lors du cycle, nous comparerons ensuite les signaux de potentiel spontané et de résistivité électrique, afin d'établir dans quelle mesure ces techniques sont applicables.

Une étude qualitative avec des signaux synthétiques nous permettra enfin d'estimer les erreurs qui ont pu être cumulées lors des diverses acquisitions, et de valider nos résultats.

3.4.1 Confrontation des méthodes d'inversion de données de résistivité électrique

Protocole d'acquisition

Les méthodes électriques sont des techniques appropriées pour l'exploration des systèmes géothermaux : en effet, la résistivité électrique est une propriété physique sensible à la nature, la température et la salinité de l'électrolyte qui occupe l'espace poral (*Llera et al.*, 1990). Puisque certains de ces paramètres sont susceptibles d'être modifiés au cours des changements physiques qui ont lieu pendant les cycles à Inferno, les méthodes électriques paraissent a priori adaptées à un suivi temporel des variations du niveau piézométrique du lac.

Afin d'étudier la signature géophysique des fluctuations d'Inferno, il était important de réaliser un suivi en résistivité le plus complet possible sur un cycle. Une étude pilote a d'abord été menée en 2006, permettant l'acquisition de deux profils de résistivité, l'un à un niveau haut du lac, et l'autre en période de récession. Les changements marqués de résistivité mis en

évidence aux abords du lac entre les deux périodes nous ont encouragé à entamer une étude plus exhaustive en 2007, permettant de vérifier la répétabilité de ces premiers résultats, mais aussi de regarder l'évolution de ces changements au cours du cycle : à quels moments observe-t-on les changements les plus forts ? Y a-t-il une évolution régulière de la résistivité au cours du cycle ? Dix acquisitions ont été effectuées pour cette nouvelle étude, dont trois en niveau intermédiaire entre le débordement et la récession (acquisitions 7, 8 et 9, cf. Figure 3.34). Le manque de données entre les acquisitions 7 et 8 s'explique par des intempéries rendant le site inaccessible pendant ce laps de temps.

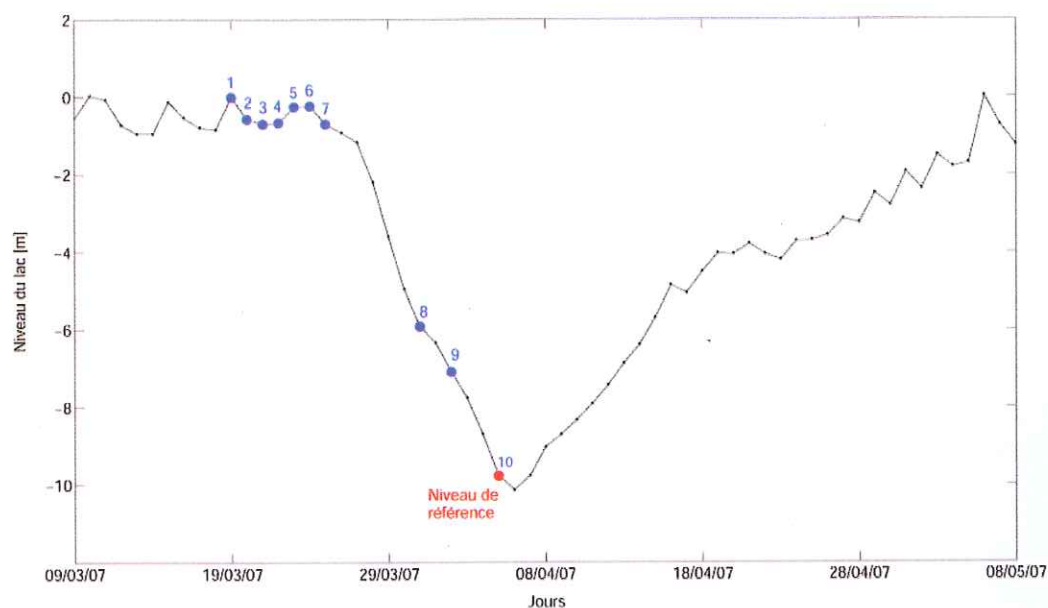


FIG. 3.34 – Dates auxquelles les acquisitions de données de résistivité électrique ont été réalisées, année 2007.

Le profil a été déployé suivant l'axe A-B de la Figure 3.35, avec 64 électrodes espacées de 20 m. Le protocole (Wenner- α) et l'appareillage restent identiques à ceux décrits au chapitre 3.2. Afin de n'enregistrer que les changements liés aux fluctuations du lac, la position des électrodes a été conservée pour toutes les acquisitions, et reprise à l'identique d'une année sur l'autre.

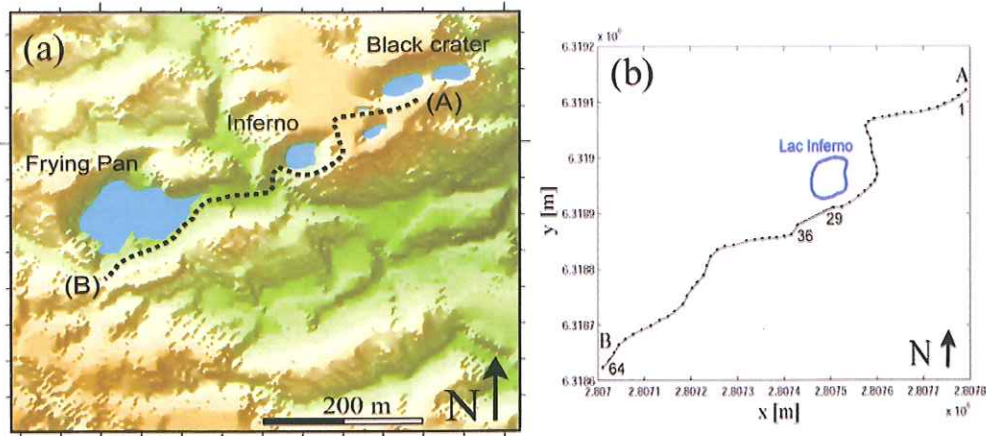


FIG. 3.35 – Profil de résistivité électrique. (a) Localisation géographique. (b) Grille d'électrodes choisie pour l'inversion des données avec CRTomo. Les électrodes 30 à 35 ont été supprimées afin d'obtenir un profil plus rectiligne.

Le traitement des données est effectué à partir de logiciels d'inversion pour déterminer les résistivités électriques vraies à partir des mesures acquises sur le terrain.

Les deux codes utilisés lors de cette étude sont les suivants : Res2Dinv (Loke and Barker, 1996a) et CRTomo (Kemna et al., 2002). L'inversion des données s'effectue à deux dimensions. Dans les deux cas, le milieu étudié est dans un premier temps discrétisé sous la forme de blocs de résistivité homogène ρ_j avec $j=1, \dots, M$; ces blocs constituent les paramètres du modèle. Leur calcul s'effectue de manière automatique, et leur taille augmente avec la profondeur.

Le problème inverse consiste à calculer un modèle de M résistivités vraies qui occupent les surfaces élémentaires préalablement définies. Le logiciel d'inversion tente alors de minimiser une fonction coût basée sur l'écart entre les valeurs mesurées de résistivité apparente et celles que donnerait un tel modèle.

Etudions à présent plus en détails les techniques d'inversion qui vont nous permettre de traiter notre jeu de données.

Inversion absolue

Le processus d'inversion commun aux deux méthodes vise à minimiser une fonction coût Ψ définie comme suit :

$\Psi(m) = \text{Vecteur d'écart entre données mesurées et calculées} + \text{Terme de robustesse}$

Au sens des moindres carrés, cette fonction s'écrit (Kemna et al. (2002), El-Qady et al. (1999)) :

$$\Psi(m) = \|W[d - \alpha(m)]\|^2 + \lambda \|Rm\|^2 \quad (3.11)$$

Où d est le vecteur des données, m le vecteur des paramètres, α l'opérateur non-linéaire du problème direct, λ un multiplicateur de Lagrange (ou paramètre de régularisation), et R la

matrice de robustesse. $\|\bullet\|$ dénote la norme euclidienne.

$m_j = \ln \rho_j$ avec $j=1, \dots, M$ (M étant le nombre de paramètres du modèle), où ρ_j est la résistivité électrique ($\Omega \text{ m}$).

$d_i = \ln r_i$ avec $i=1, \dots, N$ (N étant le nombre de mesures), où r_i dénote la résistance apparente (V/A).

N.B : le choix du logarithme népérien se justifie par le fait que bien souvent, les données de résistivité s'étendent sur une large gamme ; nous aurions tout à fait pu retenir les valeurs simples de ρ_j et r_i . De même, il est tout à fait envisageable d'utiliser les valeurs de résistivité apparente plutôt que la résistance apparente. Ces choix dépendent de l'opérateur ou de la façon dont le code d'inversion est construit.

W permet de pondérer l'écart entre les données mesurées et calculées. Cette pondération s'effectue par le biais d'une matrice diagonale qui définit la contribution relative de chaque mesure à l'erreur globale (pour des erreurs non-corrélées) :

$$W = \text{diag}(1/\varepsilon_1, \dots, 1/\varepsilon_N) \quad (3.12)$$

avec ε_i la déviation standard de la i ème mesure d , et N le nombre de mesures. ε_i contient toutes les erreurs : les erreurs aléatoires, le bruit électromagnétique, les erreurs sur la position des électrodes, etc.

R estime la continuité des paramètres du modèle entre blocs adjacents (horizontalement et verticalement) dans le maillage. La matrice est définie telle que

$$\|Rm\|^2 \approx \int \int \|\nabla m\|^2 dy dz \quad (3.13)$$

Dans l'équation 3.11 le paramètre λ permet un compromis entre le terme d'ajustement des données et le terme de robustesse. Si λ est fort, la solution ne sera que plus lisse et stable, au détriment de la résolution. Inversement, pour de faibles valeurs de λ , le problème inverse se rapproche d'un problème aux moindres carrés mal-conditionné conduisant à un modèle instable (*Kim and Matsuoka, 2006*).

Le problème direct, qui permet de définir l'opérateur α dans l'équation 3.11, est donné par l'équation de Poisson, qui exprime la réponse d'un milieu 2-D à une source de courant $I(x,y,z)$. Parce que cet opérateur est non-linéaire, m est calculé de façon itérative : $m_{i+1} = m_i + \Delta m_i$, où Δm_i est le vecteur de modifications à apporter au modèle m_i pour réaliser l'itération $i+1$.

Différents procédés permettent une minimisation de la fonction coût :

(i) Minimiser $\|d - \alpha(m)\|$, par exemple pour un λ fixé, ce que fait **RES2DINV**.

(ii) Minimiser $\|Rm\|^2$ sous la contrainte que $\|W[d - \alpha(m)]\|^2 = 1$, ce que fait **CRTomo** (*Kemna et al., 2002*). Ce code minimise à la fois $\|d - \alpha(m)\|^2$ et $\|Rm\|^2$ pour un λ le plus fort possible, c'est à dire que l'on choisit la solution la plus lissée spatialement. Le processus itératif s'arrête quand $\|W[d - \alpha(m)]\|^2$ atteint la valeur 1.

Inversion des différences (Time-Lapse inversion)

Dans l'étude des processus dynamiques, l'objectif de la tomographie de résistivité électrique n'est pas de produire une image absolue de la zone, mais plutôt de représenter les changements qui ont eu lieu au cours du temps. Dans ce cas, l'inversion des données ne se réalise plus de façon indépendante, mais tient compte d'un modèle de référence m_0 (Kemna *et al.*, 2002).

La fonction coût correspondante s'écrit de la façon suivante :

$$\Psi_{diff}(m) = \|W[d - d_0 + \alpha(m_0) - \alpha(m)]\|^2 + \lambda \|R(m - m_0)\|^2 \quad (3.14)$$

où d_0 et d sont les vecteurs de données mesurées aux temps $t=0$ et $t>0$, respectivement, et m le vecteur des paramètres au temps $t>0$. Les autres membres de la fonction $\Psi_{diff}(m)$ sont définis de même que pour l'équation 3.11.

La minimisation de $\Psi_{diff}(m)$ est réalisée de façon analogue à celle qui est décrite pour l'inversion absolue. Comme modèle de départ pour l'inversion des différences, le modèle m_0 est calculé indépendamment avec une inversion absolue sur les données d_0 .

Méthodes

Nous avons testé les deux techniques d'inversion sur notre jeu de données :

Sous Res2Dinv, les inversions ont été réalisées de façon absolue et donc, indépendante, pour chaque acquisition. Nous avons ainsi obtenu 10 modèles de résistivité absolue, correspondant aux 10 acquisitions. Afin de mettre en évidence les changements temporels, nous avons choisi de tracer le log décimal du rapport entre chaque profil et un profil de référence acquis quand le lac était à son niveau le plus bas en considérant qu'il s'agissait de l'état hydrodynamique le plus stable. Etant donné que le dispositif n'a pu être installé de façon parfaitement rectiligne comme le prévoit la théorie, les coefficients géométriques de chaque quadripôle sont erronés, surtout pour de longs intertraces. Connaissant la position de chaque électrode avec précision, nous avons apporté une correction sur les données de résistivités apparentes en recalculant le facteur géométrique de chaque quadripôle. Un nouveau jeu de données a ainsi pu être généré.

Avec CRTomo, nous avons utilisé la méthode d'inversion des différences. Pour faciliter la comparaison avec Res2Dinv, nous avons utilisé le même modèle de référence (le m_0 de l'équation 3.14), acquis en période de récession. Un niveau de bruit constant, ε (cf. Eq. 3.12), a été appliqué de façon identique sur toute la séquence, afin que les changements qui pouvaient être mis en évidence lors de l'inversion ne soient pas induits par les variations de ε , mais propres aux changements temporels de résistivités. Ce niveau a été fixé à 10 % (soit un ε égal à 0.1). Nous avons fait le choix d'éliminer les six électrodes qui participaient le plus à la distorsion du profil ; une telle démarche a pour effet une perte d'informations locales mais permet de réduire les erreurs liées à la configuration 3-D des électrodes.

Résultats

Avant de présenter les résultats relatifs aux deux méthodes d'inversion, nous présentons en figure 3.36 les deux profils de référence qui nous ont servi à établir les changements temporels de résistivité. Afin de faciliter la comparaison sur les profondeurs le niveau zéro a été placé

de façon arbitraire, et à l'identique sur les deux figures). Les grandes tendances se retrouvent sur les deux profils, avec une zone plus résistante à l'est (entre 0 et 600 m latéralement), et une zone plus conductrice au-delà. CRTomo lisse considérablement les valeurs de résistivité en profondeur en raison du fort paramètre λ choisi.

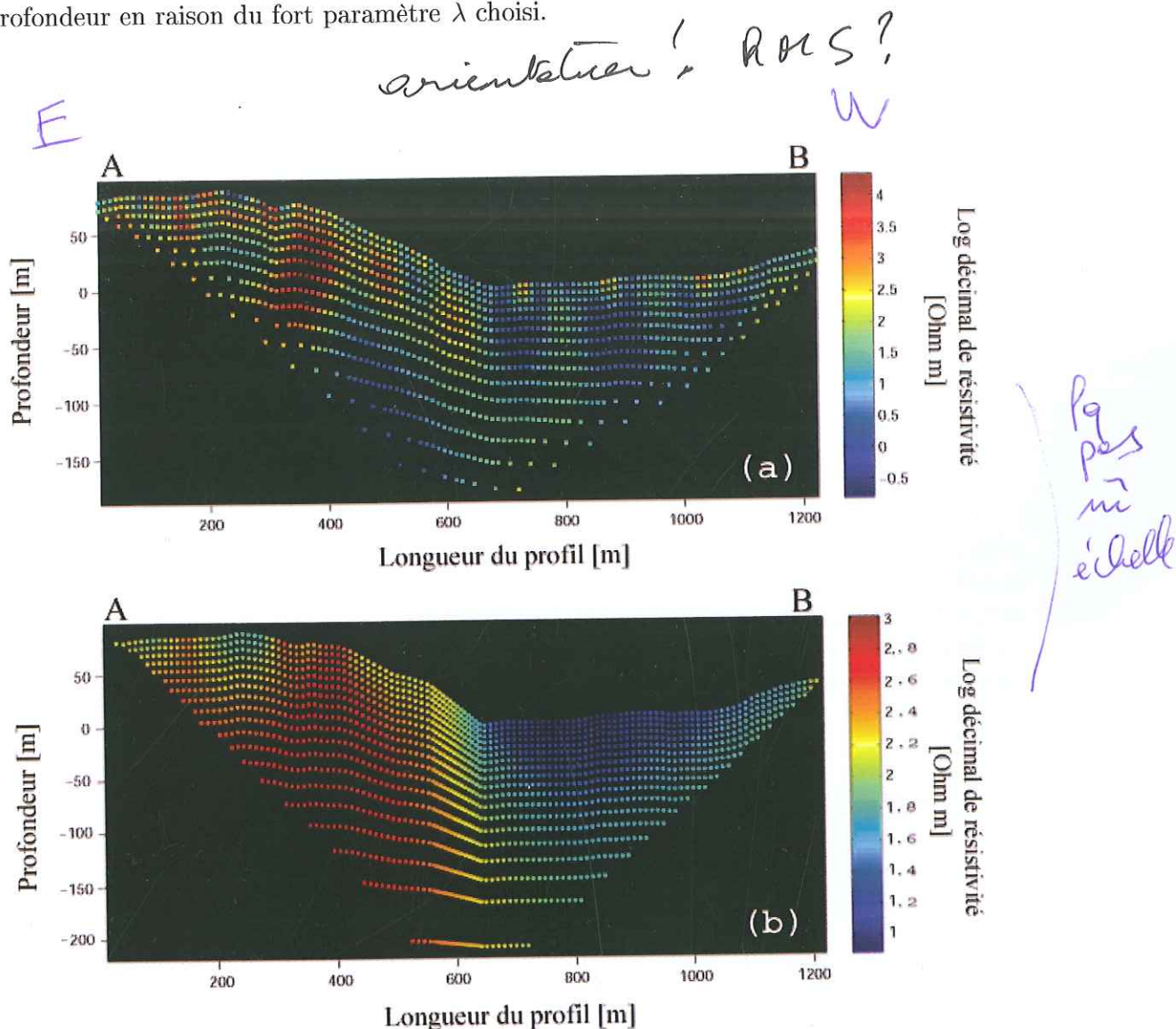


FIG. 3.36 – Profils de référence correspondant au niveau de récession (cf. Figure 3.34). Le centre du lac Inferno se situe approximativement à l'abscisse $x = 580$ m en partant du point A, soit à peu près au milieu du profil. (a) Résultat de l'inversion obtenu avec Res2Dinv (b) Résultat de l'inversion obtenu avec CRTomo.

N.B : les résultats relatifs à l'inversion du profil N°6 sous Res2Dinv ne seront pas présentés, car leur qualité est jugée insuffisante, notamment à cause d'une erreur rms très élevée.

Nous présentons sur les Figures 3.38, 3.39, et 3.40 les résultats concernant la séquence acquise en 2007. Les résultats obtenus en 2006 sont exploités et présentés en section 3.4.3. De spectaculaires changements de résistivité ont lieu au cours du temps ; les changements principaux se localisent à l'aplomb du lac, avec des contrastes d'autant plus forts qu'ils cor-

respondent à des niveaux extrêmes du cycle.

A partir des résultats obtenus avec Res2Dinv, nous pouvons dégager trois tendances sur la séquence complète (Figure 3.38) :

(1) Entre le niveau haut (entre 0 et -1 m) et le niveau le plus bas, un fort contraste de résistivité présent sur cinq profils, très local, qui se caractérise par un log du rapport positif ; cela correspond à un comportement plus résistant de la zone quand le niveau est haut. (2) Sur le profil 8 uniquement, nous observons une tendance qui s'inverse avec un log du rapport qui devient négatif. (3) Plus aucune différence notable lorsque l'on calcule le rapport entre deux acquisitions réalisées à deux stades similaires, lors de la récession.

L'inversion réalisée avec CRTomo met en évidence des tendances comparables (Figure 3.40) : les changements majeurs se produisent à l'aplomb du lac, avec un log du rapport également positif entre le niveau haut et le niveau bas du cycle. De même qu'avec Res2Dinv, les plus forts contrastes par rapport au profil de référence apparaissent avec les profils 4 à 6. Il est cependant plus difficile de dégager une tendance quand le cycle entame sa récession, car les changements affichés sont minimes.

Comparaison des deux méthodes

*pas de comparaison
des figures*

mais ? Comme nous l'avons déjà observé sur la Figure 3.36, la première différence entre les deux méthodes semble se situer au niveau des gammes de valeurs qu'elles mettent en évidence, puisque la dynamique est plus forte avec Res2Dinv. La seconde différence concerne les profondeurs : avec Res2Dinv les changements se situent à une profondeur constante d'environ 150 m et sont concentrés spatialement, alors qu'ils semblent migrer de plus en plus profondément avec CRTomo (profils 1 à 5, cf. Figure 3.39).

Nous rappelons sur la Figure 3.37 les dates d'acquisition des données de résistivité afin de faciliter la lecture et la compréhension des profils inversés.

Afin de rendre la comparaison entre les méthodes plus évidente, nous avons calculé une moyenne de résistivité sur la zone correspondant au lac, où les changements étaient les plus importants. Etant donné que l'on observe une différence de profondeur des sources entre les deux méthodes, nous avons réalisé plusieurs moyennes sur les résultats obtenus avec CRTomo en conservant la même extension latérale mais en faisant varier la profondeur (Figures 3.42 et 3.43). Globalement, nous observons sur la Figure 3.43 que les deux méthodes mettent le même comportement en évidence, avec des résistivités plus importantes quand le lac est en niveau haut. Regardons de plus près la série obtenue avec Res2Dinv et la série obtenue avec CRTomo pour une profondeur maximum de 170 m : les ordres grandeurs entre les deux séries sont comparables lorsque le niveau du lac oscille entre 0 et -1 m. Le rapport moyen entre les deux séries est alors de 1.2. En revanche, lorsque le lac entame sa récession, les valeurs de résistivité chutent pour les deux séries, mais de façon beaucoup plus prononcée avec Res2Dinv. Le rapport moyen de résistivité entre les deux séries en période de récession est de 5.3. Les deux séries conservent cependant une tendance identique jusqu'à la fin du cycle en gardant leur décalage respectif.

Comment expliquer de tels écarts entre les deux inversions à partir du même jeu de données ?

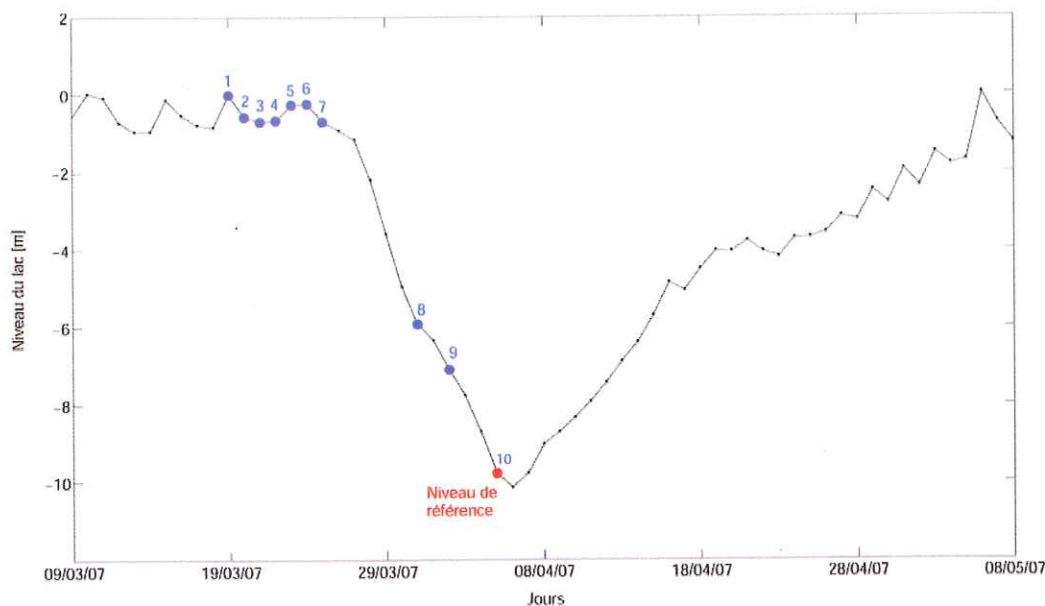


FIG. 3.37 – Dates auxquelles les acquisitions de données de résistivité électrique ont été réalisées, année 2007.

Les résistivités apparentes prennent en compte la contribution volumique de chaque terrain traversé par le courant. Une première possibilité serait d'envisager que l'inversion avec CR-Tomo a compensé les valeurs de résistivité élevées par une autre zone conductrice, afin de retrouver la résistance équivalente correspondant au jeu de données initial. De même que pour la Figure 3.43, nous avons calculé une moyenne des résistivités sur une zone définie au nord-est du lac (Figures 3.41 et 3.42). Les résultats sont présentés sur la Figure 3.44 : la moyenne ne révèle pas de conductivité plus élevée avec CRTomo qu'avec Res2Dinv, la zone nord reste plus résistante. L'observation de chaque profil révèle que l'inversion avec CRTomo lisse davantage la zone correspondant au lac quand celui-ci est en récession ; nous voyons par exemple sur la Figure 3.36 que la partie du profil comprise entre 550 et 600 m correspond à une valeur homogène de résistivité (150 Ω m environ). Au lieu d'attribuer une forte conductivité localement, l'inversion attribue des valeurs de résistivité plus fortes sur une zone diffuse, de sorte que l'intégration des valeurs de résistivité sur les deux sections fournisse des résultats identiques.

Interprétation

Que signifient nos résultats du point de vue de la physique ? Les variations de résistivité sont-elles conformes à ce que l'on attend en termes de changements de phase liquide/vapeur ? Observons la zone où les changements de résistivité ont lieu, aux abords du lac. Quand le niveau du lac est haut, pour les deux méthodes le log décimal du rapport (niveau haut/niveau bas) est systématiquement positif ; cela traduit une résistivité plus faible en récession. Or la chute du niveau d'eau peut s'expliquer par une contraction de la zone diphasique liquide-vapeur qui s'accompagne d'une condensation de la phase vapeur. La zone est donc potentiellement plus conductrice en récession qu'en niveau haut, puisque l'épaisseur de la zone liquide est plus importante. Les résultats obtenus pour les profils 1 à 7 sont donc parfaitement cohérents avec les modèles analogiques.

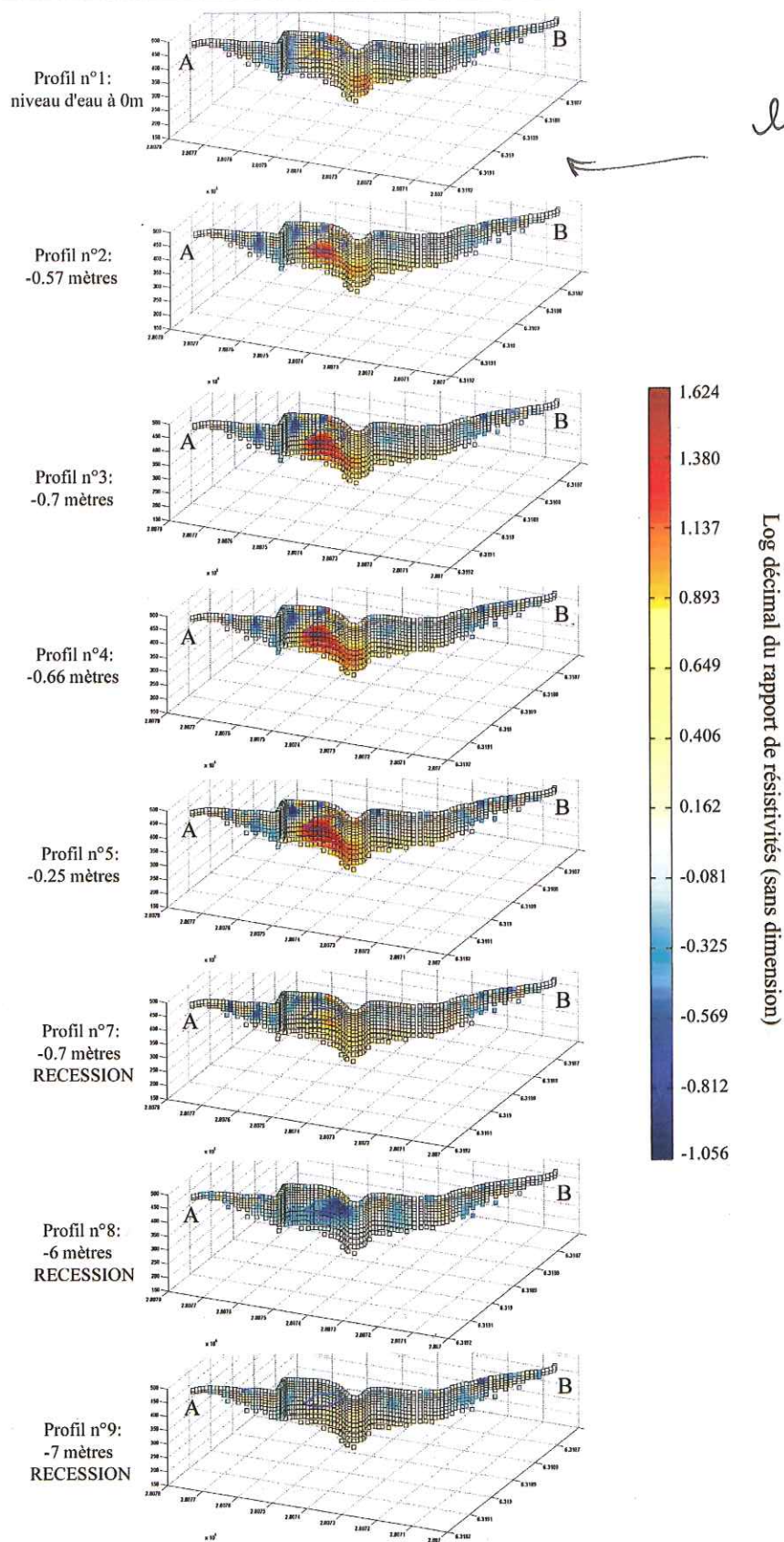


FIG. 3.38 – Résultats d'inversions obtenus avec Res2Dinv. Sont tracés ici les \log_{10} des rapports de résistivité entre chaque profil (numéroté de 1 à 9) et le profil de référence choisi au niveau le plus bas. Le cercle bleu correspond au lac Inferno.

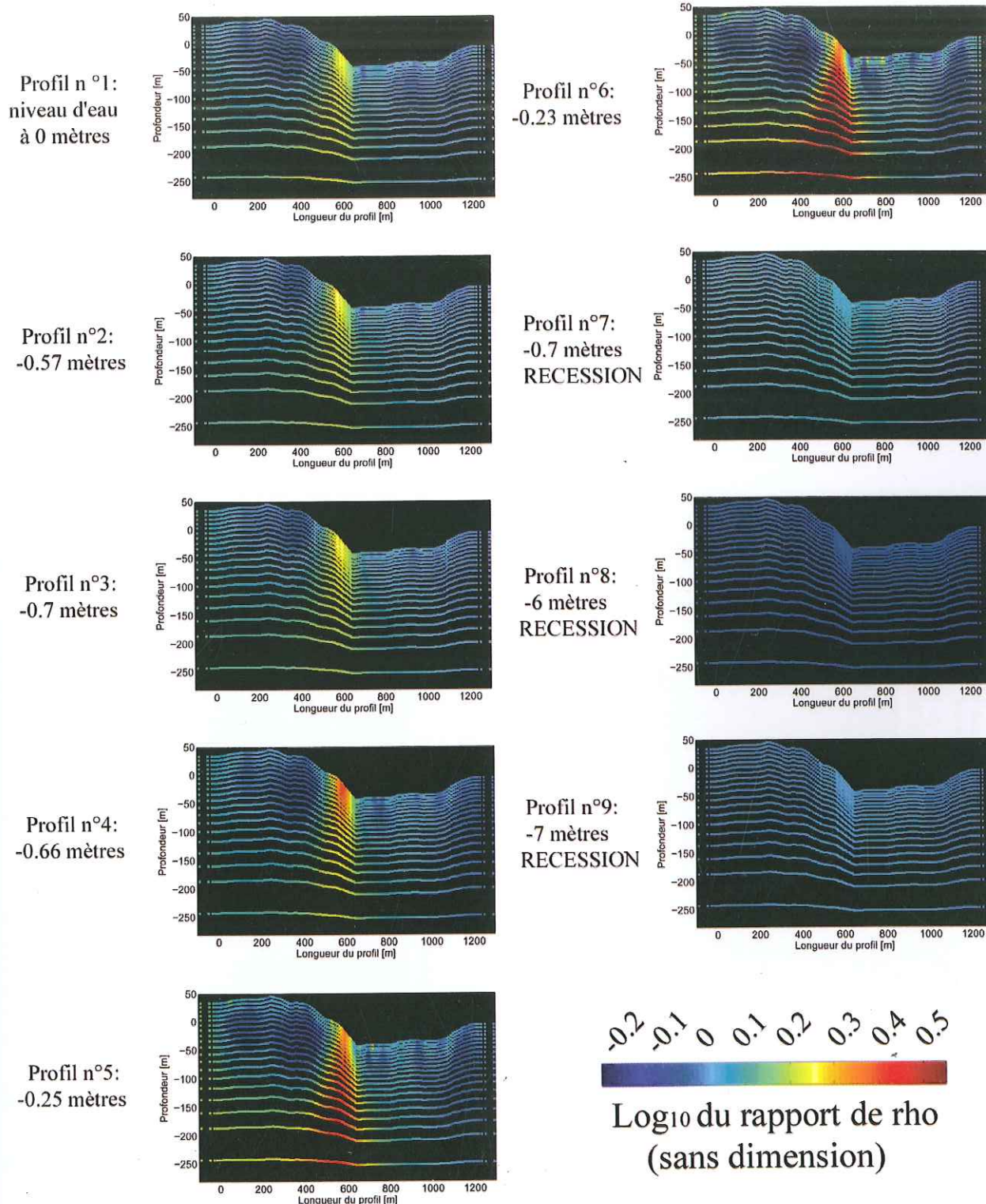


FIG. 3.39 – Résultats d'inversions obtenus avec CRTomo (identiques à ceux de la figure 3.40) mais représentés avec une échelle commune à tous les profils.

RMS ?

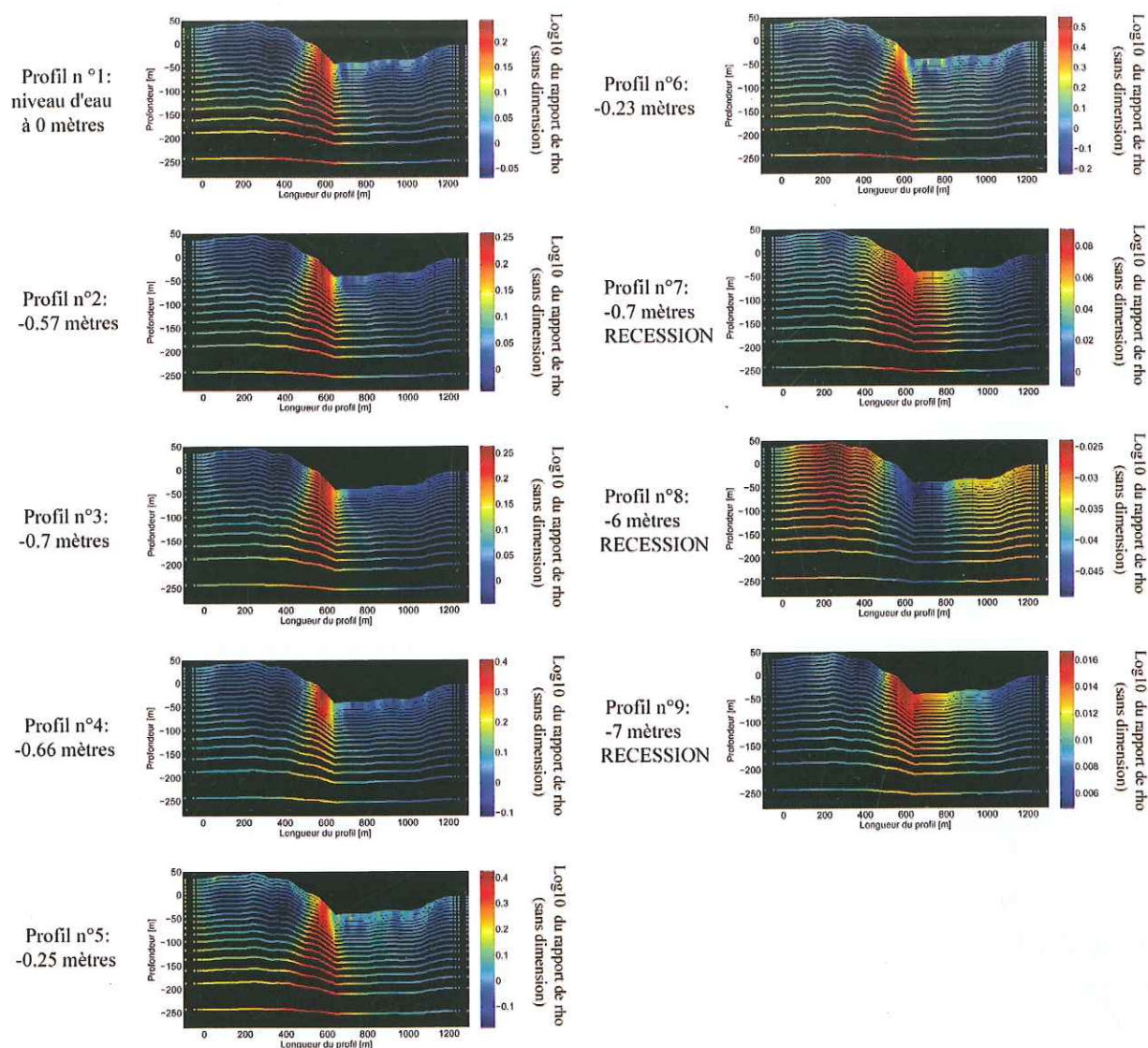


FIG. 3.40 – Résultats d'inversions obtenus avec CRTomo : \log_{10} des rapports de résistivités entre chaque profil (numéroté de 1 à 9) et le profil de référence choisi au niveau le plus bas.

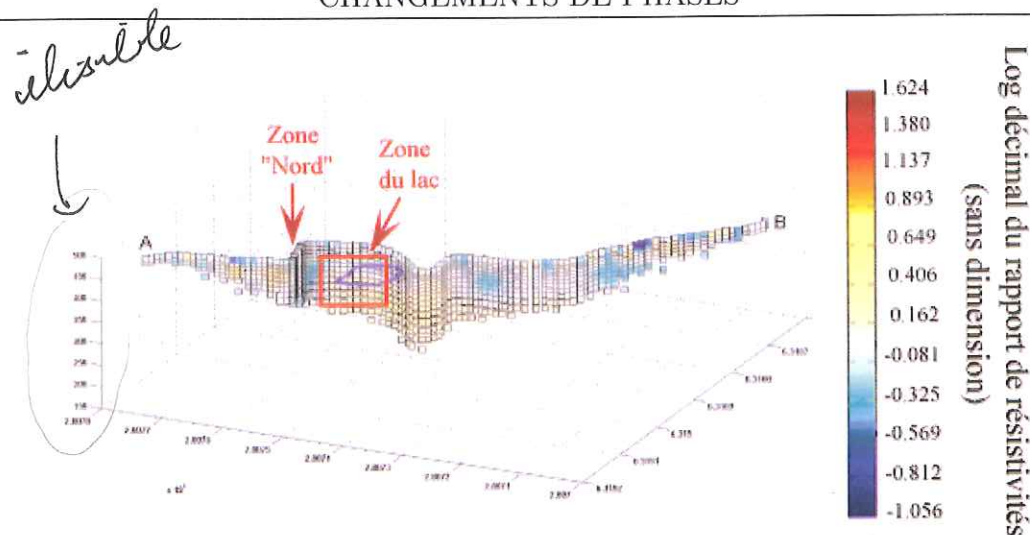


FIG. 3.41 – Mise en évidence des deux zones où les moyennes de résistivité ont été calculées sur les résultats obtenus avec Res2Dinv.

De plus, nous voyons que le log du rapport entre le profil de référence et le profil 9 donne des résultats qui avoisinent zéro, ce qui implique qu'à deux instants très proches du cycle, et donc pour des conditions thermodynamiques comparables, les résultats révèlent les mêmes ordres de grandeurs de résistivité.

Si nous parvenons à expliquer les résultats obtenus pour la majorité des profils, il reste difficile en revanche de comprendre les résultats relatifs au profil 8, qui lui seul présente un log négatif. Il peut s'agir soit d'un phénomène physique que nous ne comprenons pas, soit d'un problème lié à l'acquisition des données. Une dernière explication possible pourrait se trouver dans les précipitations qui ont été anormalement fortes pendant près de 7 jours, et qui ont été l'équivalent de deux mois de pluie. La partie la plus superficielle du lac a certainement collecté une quantité importante d'eau froide pendant ce laps de temps, ce qui a pu perturber localement le système.

3.4.2 Estimation des erreurs avec des exemples synthétiques

Nous avons vu que les changements de phase distincts liquide/vapeur montrent une signature géophysique claire en termes de résistivité électrique. Même si cette étude ne vise pas à déterminer les limites structurales comme le fait une tomographie classique, il est tout de même intéressant d'essayer d'estimer les erreurs qui ont pu être générées tout au long du processus d'acquisition de données.

Les trois sources d'erreur possibles sont les suivantes :

- le dispositif n'est pas parfaitement rectiligne ; nous avons essayé de corriger cet effet en recalculant un facteur géométrique cohérent.
- le profil ne passe pas dessus la structure mais la contourne.
- nous imageons une structure 3-D avec un modèle 2-D.

Afin de démontrer l'erreur commise en imageant en 2-D un corps 3-D, une modélisation numérique en trois dimensions a été réalisée, en utilisant un modèle synthétique. Une telle démarche a déjà été menée par (Bentley and Gharibi, 2004) ; nous réalisons ici une étude

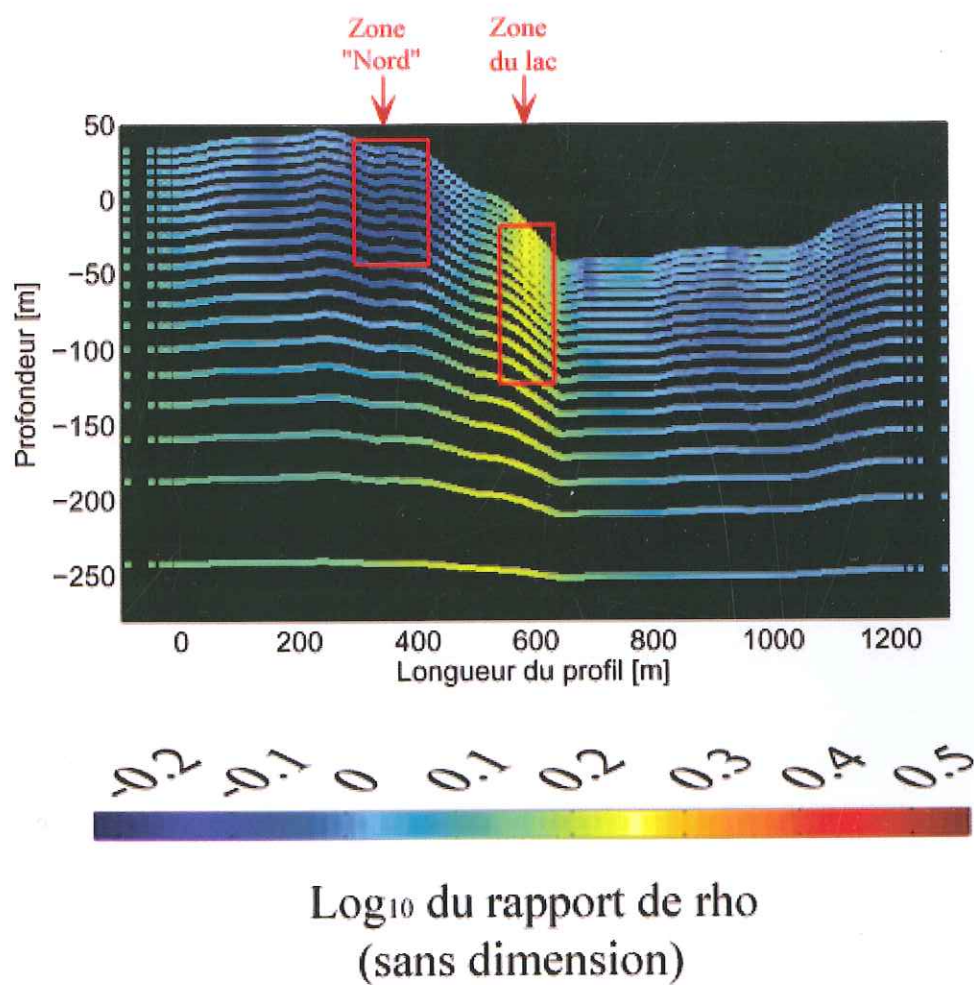


FIG. 3.42 – Mise en évidence des deux zones où les moyennes de résistivité ont été calculées sur les résultats obtenus avec CRTomo.

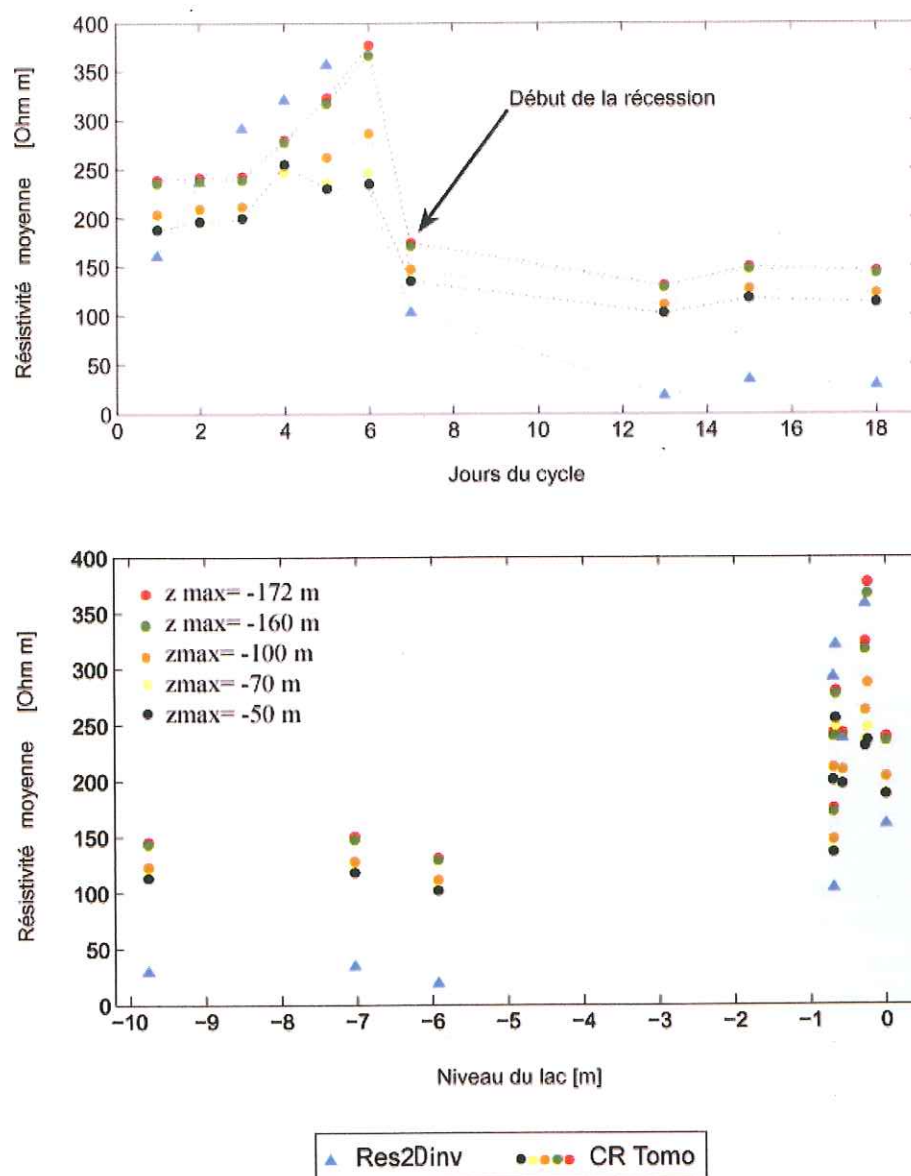


FIG. 3.43 – Moyenne des résistivités calculée sur chaque portion de section inversée au niveau du lac. La figure du haut présente une évolution temporelle de la résistivité, celle du bas montre la relation entre la résistivité et le niveau du lac.

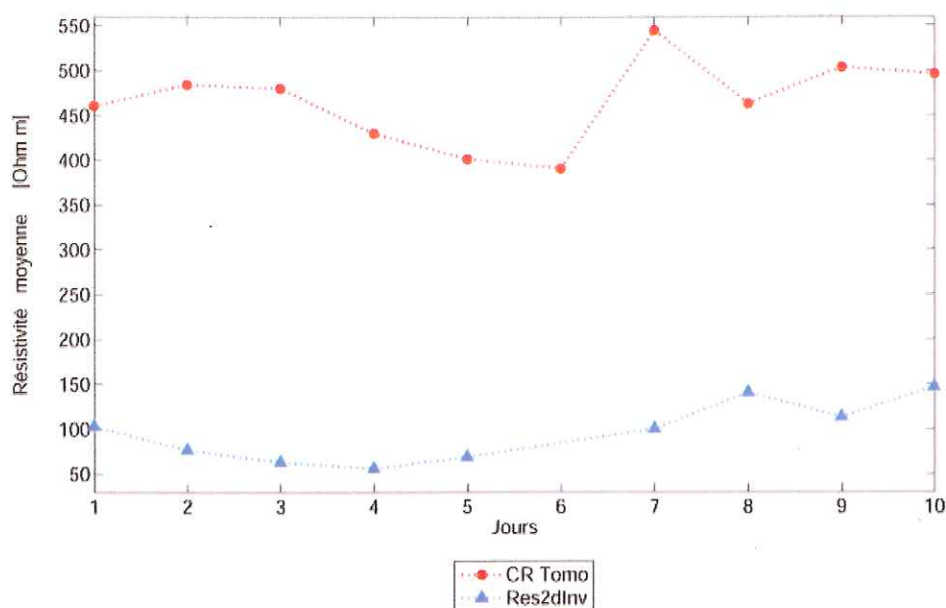


FIG. 3.44 – Moyenne des résistivités calculée sur la zone nord de la section.

similaire, mais avec des conditions qui se rapprochent davantage des conditions de terrain, avec une géométrie plus adaptée et des ordres de grandeurs en résistivité attendus en contexte hydrothermal. Le modèle consiste à placer un cylindre de 50 m de long et rétréci à mi-longueur, au centre d'un milieu homogène et résistant (200 Ω m), comme indiqué sur la Figure 3.45. La partie supérieure du cylindre est conductrice (1 Ω m), et la partie inférieure plus résistive (100 Ω m). Ces ordres de grandeur sont ceux attendus pour une phase liquide et vapeur, respectivement (Zohdy et al. (1973), Saba et al. (2007)). Le contraste de résistivité entre la partie inférieure du cylindre et l'encaissant n'est que de deux, néanmoins il apparaît assez réaliste compte-tenu des valeurs de résistivité lues sur le profil P1'-P2' (Figure 3.6), comprise entre 100 et 300 Ω m. En utilisant la méthode des différences finies, nous avons calculé la réponse 3-D d'une acquisition théorique. Une série de 20 profils séparés de 20 m a été simulée à la fois dans la direction x et dans la direction y. Pour chaque ligne l'intertrace minimum était de 20 m. De même qu'en conditions réelles, c'est le protocole Wenner- α qui a été utilisé. Les données de résistivité apparentes ont été inversées conjointement en utilisant le code d'inversion 3-D de Loke and Barker (1996b). La Figure 3.45(b) montre les résultats de l'inversion. Le corps conducteur est imagé correctement dans les dix premiers mètres en profondeur. Les limites latérales sont très bien définies et correspondent parfaitement au modèle de départ. En revanche pour une profondeur supérieure à 10 m, l'inversion définit mal la limite verticale du corps conducteur, qui semble se prolonger au-delà de sa limite réelle. Un corps conducteur (>400 Ω m) a été créé sur la périphérie du corps conducteur. La structure plus résistive apparaît malgré tout, mais décalée en profondeur par rapport au modèle de départ. Avec un tel modèle, l'inversion semble mieux contraindre les limites latérales que verticales. Etant donné que la couche conductrice se situe en proche surface (c'est donc là que le courant se concentre de façon préférentielle), on peut se demander dans quelle mesure il est possible de voir une couche plus résistante en-dessous. Ces résultats montrent que la couche résistante peut être imagée, mais que la profondeur donnée par l'inversion reste peu fiable.

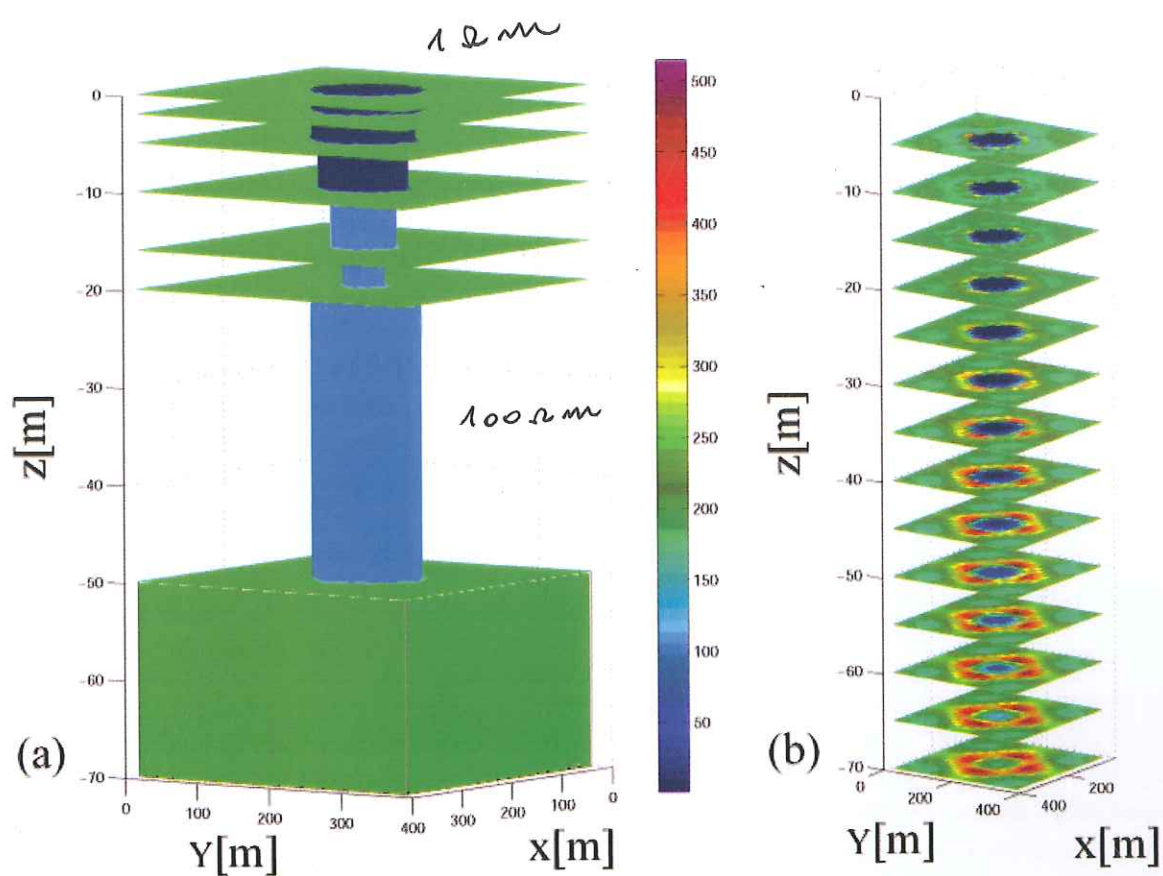


FIG. 3.45 – Modélisation numérique de la structure du lac Inferno. (a) Modèle de départ. (b) Résultat de l'inversion 3-D.

Pour appréhender l'effet d'une structure 3-D sur une acquisition réalisée en 2-D, une série de trois profils parallèles ont été extraits du jeu de données de résistivités apparentes précédents. Ces profils simulaient un dispositif Wenner- α avec 20 électrodes espacées de 20 m (Figure 3.46). Le premier profil à $x=200$ m coupe la structure en passant sur son axe central, le second à $x=120$ m est à l'extérieur, mais passe en proche bordure; le troisième profil à $x=80$ m est lui totalement en dehors. Dans nos conditions réelles, le profil d'acquisition présenté en Figure 3.35 longeait le lac, et peut donc s'apparenter au second cas de figure, au profil $x=120$ m. Ces profils ont été inversés individuellement avec le code de *Loke and Barker* (1996a). De même que pour l'inversion 3-D, le profil à $x=200$ m parvient à trouver les deux valeurs de résistivités présentes au sein de la structure mais avec une épaisseur et une profondeur erronées. En surface, l'extension latérale du corps conducteur est restituée correctement. En bordure ($x=120$ m), l'inversion parvient à retrouver les deux valeurs de résistivité présentes au niveau du lac, mais avec une géométrie biaisée, même en surface. Le profil le plus éloigné ne reconstitue plus du tout la structure de départ.

Comme le prévoit la théorie, l'inversion offre un résultat de moins en moins fidèle au modèle réel au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la structure. Dans notre cas, il est important de souligner que les gammes de résistivité du modèle synthétique sont tout de même retrouvées, même si elles sont décalées spatialement.

Ces exemples synthétiques mettent de plus en évidence de forts artefacts aux limites mêmes des structures, qui se manifestent par des cellules fortement résistantes, que l'on retrouve aussi bien dans les cas 2-D et 3-D. Ces artefacts sont déjà présents dans le jeu de résistivités apparentes et ont tout aussi bien pu être générés lors de nos acquisitions. Cependant, le calcul du rapport de résistivités comme nous l'avons fait a pu éliminer ces effets latéraux pour ne conserver que les changements propres à la dynamique du lac.

à démoduler

3.4.3 Comparaison des méthodes de potentiel-spontané et de résistivité électrique

Toujours dans la même problématique, nous avons appliqué conjointement au suivi de résistivité électrique la méthode de potentiel spontané. Le long du même profil (Figure 3.35), et sur les mêmes points de mesures, une campagne de mesures multi-temporelles a été réalisée. Certaines acquisitions de résistivité électrique et de polarisation spontanée ont été effectuées le même jour; un délai minimum de trois heures a été respecté entre les deux méthodes, afin que le milieu polarisé puisse regagner son état de charges initial. Les mesures de polarisation spontanée ont été faites selon la technique de base-fixe; le contact électrique entre les électrodes et le sol a été facilité par ajout de solution saturée en bentonite, afin d'améliorer le rapport signal sur bruit (*Naudet*, 2004). Etant donné que le monitoring complet de résistivité électrique a été présenté et interprété dans la section précédente, nous nous limiterons ici à la présentation de données acquises en niveau haut et en récession, sur deux années (2006 et 2007).

Nous verrons que les deux méthodes répondent très différemment aux mouvements de fluides. Nous présentons les résultats qui ont fait l'objet d'un article soumis à la revue *Geophys. Res. Lett.*

X

N.B : Les variations de potentiel présentées sur les profils de la Figure 3.51 pour l'étude dynamique, sont les mêmes que celles du grand profil statique de Waimangu (Figure 3.9), mais décalées d'une constante en raison de points de référence différents.

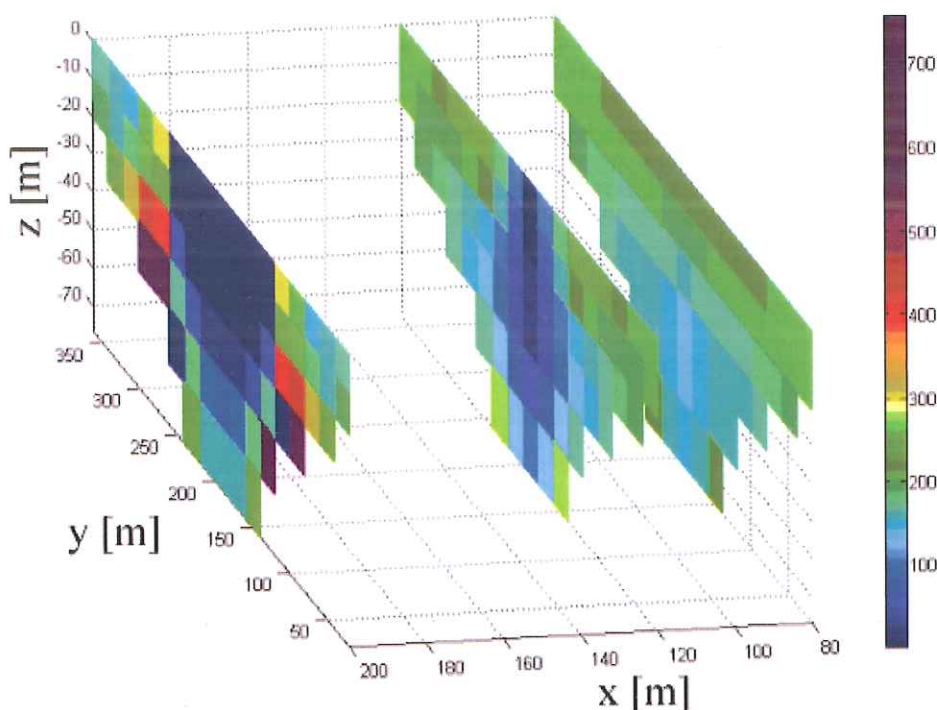


FIG. 3.46 – Résultats de l'inversion 2-D pour des profils de plus en plus éloignés de la structure. (Res 2D w.)

Introduction

Hydrothermal fluids characterization has a fundamental application in two main fields : geothermal exploration and volcanology. In the first case, operators look for strategies in order to take benefits of reservoirs and minimize their treatment costs. An identification of phases is essential to characterize the reservoir-type (namely vapor-dominated or liquid-dominated) prior to exploration, then at the time of injection and all along the monitoring process (*Moore and Glaser (2004), Goff and Janik (2000)*). In volcanology, resumption of volcanic activity is often accompanied by heating episodes and fluid ascents under different phases (*Bedrosian et al., 2007*). A reliable recognition of these phase changes can thus evidence a renewal of activity or a warming process. A proper identification of different phases or phase changes requires a good understanding of physical phenomena (e.g by analog modelings), as well as detection and monitoring of the area of interest. In this purpose, a preliminary step consists in testing techniques on a laboratory site well adapted to the issue. In our case, in order to study the instabilities of a hydrothermal system, we focused on Inferno, a small crater lake (about 80 meters in diameter) located within the Waimangu hydrothermal system, which displays a cyclic behaviour in lake level and temperature. This site offers the three main advantages that i) Its behaviour is now well-known and still well constrained thanks to a permanent monitoring equipment which allows to follow the evolution of temperature, lake level and discharged volume ii) Its cycles are obvious, clearly visible to the naked eye, that enables for sure to adapt the measuring device with respect to the phase of interest iii) The short period behaviour allows to assess the reproductibility of measurements over few cycles. Because of the dramatic water level changes over a relatively short period of time, Inferno Lake is a very suitable natural laboratory to test the effectiveness of self-potential and electri-

cal resistivity monitoring of deep hydrothermal source processes. This approach is supported by the strong variations of the hydraulic head (about 10 m over a cycle), that involves volume fluctuations in a range of 60 000 m³. Previous resistivity measurements in the Waimangu area have been large-scale, using mainly Schlumberger arrays with electrode spacing of 500 and 1000 metres (*Bibby et al.*, 1994). Electrical resistivity method is commonly used as a tomography technique in hydrothermal systems to infer the geological structure itself (*Finizola et al.*, 2006), or as a monitoring technique, most often in ground pollution issues (*Leroux and Dahlin*, 2006). Using the same methods, *Saba et al.* (2007) observed the geothermal field development that followed the eruption of Usu volcano. As far as we know, this study is the first attempt that aims to monitor and understand the physical processes within a cyclic hydrothermal system chosen as being a real-scale laboratory.

Geological Settings

The Waimangu Thermal Valley is located in the so-called Taupo Volcanic Zone (New Zealand), and was exposed as a consequence of the eruption of Mt. Tarawera on June 10, 1886, with the opening of a south-west radial line of craters (Figure 3.47).

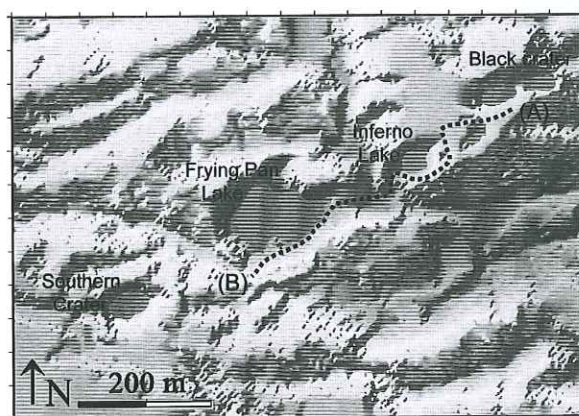


FIG. 3.47 – Map showing location of resistivity outline along geothermal features, performed from (A) to (B).

Thermal activity in the valley is exhibited today by the Inferno Crater Lake, which shows a quasi-cyclic movement in the lake level and temperature (*Scott*, 1994b). This unusual cyclic behaviour has an approximate six-week period, during which the water level oscillates between overflowing and down to about 12 m below the overflow level (Figure 3.48). Thus, its period stands between a geyser's (e.g. few hours, at Grand Geyser, Yellowstone, USA, (*Rinehart*, 1980)) and a larger crater lake's (e.g. six months to a year at Mt. Ruapehu, New-Zealand, (*Hurst et al.*, 1991)), presumably for spatial scale reasons. During overflows lake water has a maximum temperature of 70°, while at its minimum level it has a temperature of approximately 35°.

Vandemeulebrouck et al. (2005) showed this cycling could be explained as a consequence of thermal and gravitational instabilities in a heat pipe system below the lake. Thermal

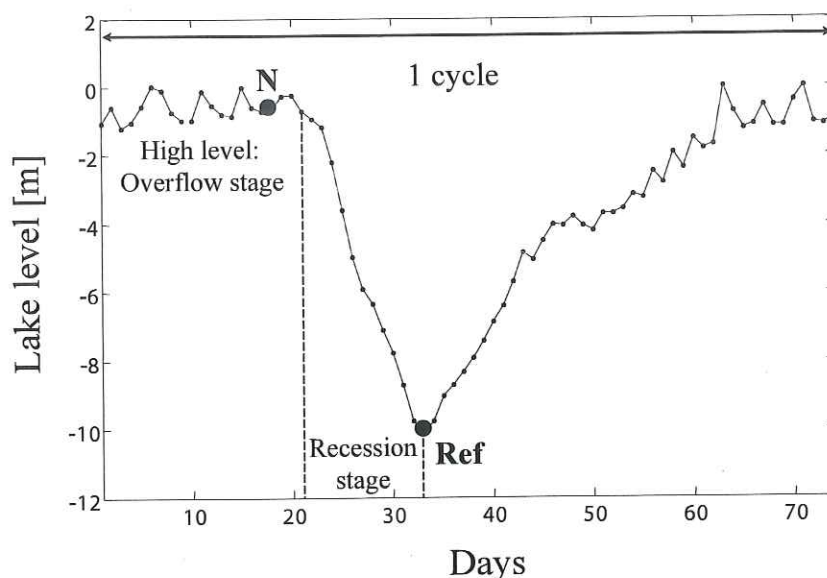


FIG. 3.48 – Lake level variations over a standard cycle. Point "N" and point "Ref" indicate time at which electrical surveys have been performed.

boundary conditions induce a layered structure in the porous heated medium below the lake, with a dense liquid saturated layer lying over a two-phase layer. During the cycle, the relative size of the two layers changes; when the two-phase layer thickness increases, water is transformed into steam pushing out the above-structure, that yields to a lake level rise. When the two-phase layer thickness decreases, steam condenses at depth, and lake level decreases.

A multi-temporal sequence of Electrical Resistivity

Electrical resistivity tomography was performed along the profile shown in Figure 3.47, with a resistivity-meter ABEM SAS 4000, and using the Wenner- α array. We used a set of 64 brass electrodes, with a spacing of 20 m along the ground surface. The profile was 1260 m long, and ran from Raupo Pond (Point A) to Frying Pan Lake (Point B), along the footpath. A pilot study was conducted in March, 2006, during which two tomographies were performed, when Inferno level was high, and during recession, respectively. A second study was performed in March, 2007, during which we repeated the measurements along the whole cycle with nine surveys. As the mid-point was located in the Inferno platform for both studies, it was quite easy to replace the outline with good accuracy. As far as possible the same electrode locations were used, with location differences less than one meter. The topography and the dense vegetation in the Waimangu Valley essentially limit the possible cable routes to the roads and tracks. It was not therefore possible to conduct any straight profile across the line of the thermal features. The arising electrode layout was thus 3-D, with a horizontal distortion larger than the vertical one. For long spacings, that yields to a mismatch between the theoretical geometric factor used by default and the one corresponding to the true set-up. We thus re-calculated more realistic geometric factors by taking into account the real locations of the electrodes. Each electrical resistivity tomography was computed

independently with RES2DINV code (Loke and Barker, 1996a), using the finite-element method for the forward analysis. Topography was included in the inversion. For the present study, we choose to show two key stages of the cycle : we represent the decimal logarithm of resistivity ratio, with reference to low lake level (recession) as denominator (see, point "Ref" in Figure 3.48), chosen as being in the most stationary hydro-dynamic conditions. The numerator corresponds to an outline performed when Inferno level was high, around 1-1.5 m below the overflow (point "N" in Figure 3.48).

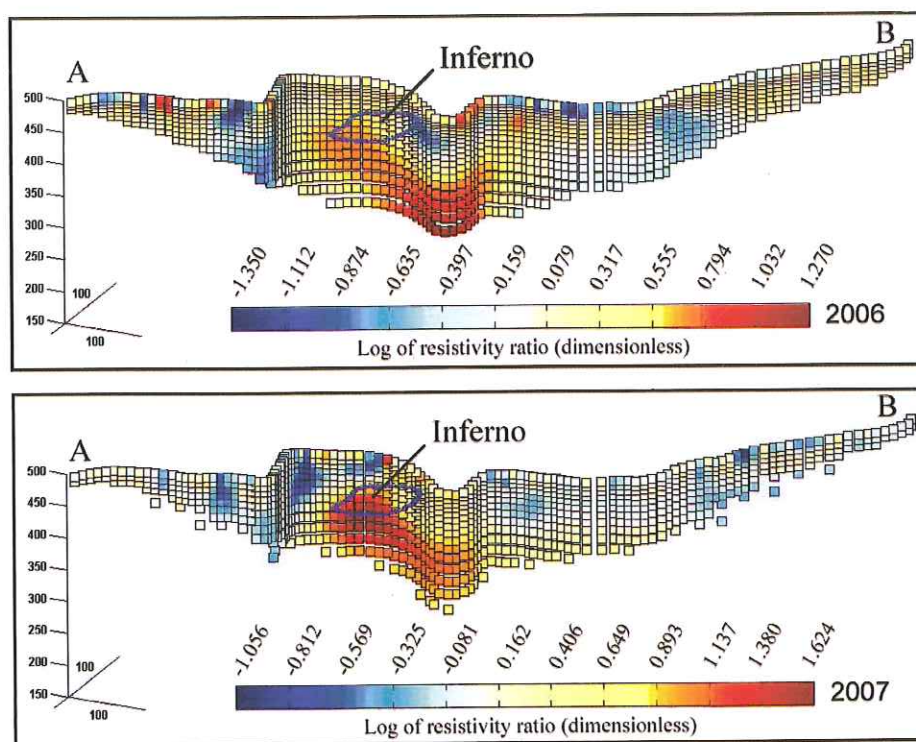


FIG. 3.49 – 3-D Decimal logarithm of resistivity ratios between overflow stage and recession stage (chosen as reference), performed in 2006 and 2007 ; The blue circle represents the Inferno location.

Results show a noteworthy change in electrical resistivity between the two stages, with a 40-fold increase of conductivity at recession. Such a behaviour is revealed by both 2006 and 2007 resistivity surveys, that reinforces the reliability of the results ; the greatest resistivity changes are confined to Inferno substructure, at a mean depth of 100 m (Figure 3.49). The area of changes spreads from the crater lake and goes deeper toward the mid-point (south-west direction), with a lateral extent of about 150 m. This result is in agreement with the analog modeling, since during recession, steam is replaced by liquid at depth, leading to a downwards migration of the conductive layer (Figure 3.50) ; the main parameter that controls the resistivity magnitude is likely the saturation (ratio liquid/vapor in the porous medium). Such a saturation change modifies the physical properties of the medium and then changes its response to direct current injection. The observed resistivity ratio is very consistent with experimental resistivity values, in a range of 100 Ω m for dry vapor saturated (Zohdy *et al.* (1973), Saba *et al.* (2007)) and a few Ω m for liquid saturated. Thus a ratio of 40 between these two phases is in good agreement with values found in literature.

Moreover, our results are validated by the fact that we observe no changes between two

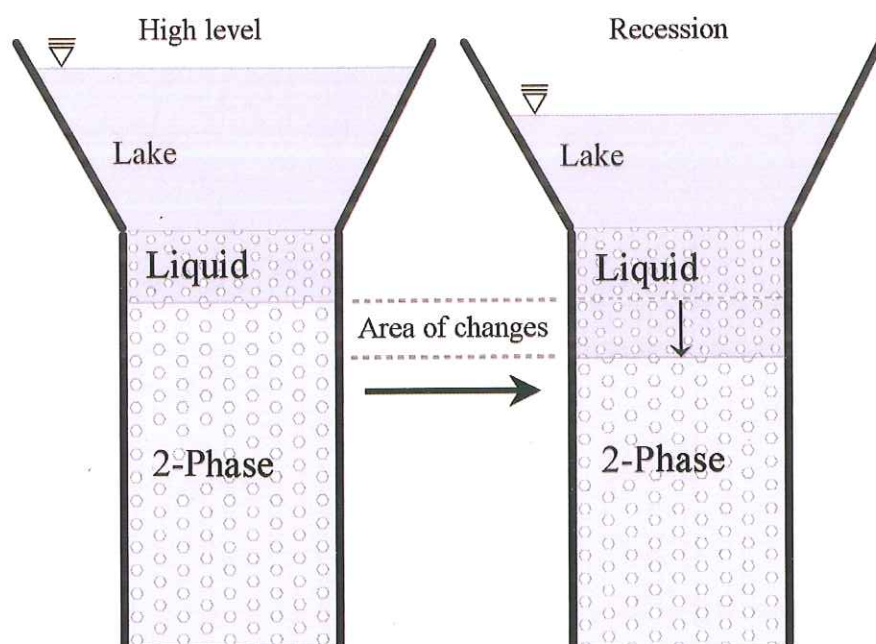


FIG. 3.50 – Sketch of phase changes occurring at Inferno, with a downward migration of the liquid head at recession. From Vandemeulebrouck *et al.* (2005), modified.

surveys performed at the same stage of the cycle (not illustrated), a proof that changes highlighted by the resistivity monitoring are due to phase changes rather than artefacts.

Self-potential Monitoring

In March, 2007, we conducted a series of seven self-potential surveys at different stages of the cycle (Figure 3.51(b)), along the same resistivity profile as described above, with a 20 m spacing. We used Petiau Pb/PbCl₂ electrodes and a high impedance voltmeter Metrix MX20 (internal impedance of 100 MΩ). The reference electrode was set up outside the hydrothermal system. We used a saturated bentonite mud in order to improve the contact between the electrodes and the ground. Surveys related to Inferno cycle as well as results as presented in Figure 3.51(a).

Whatever the stage of Inferno, the overall shape of the self-potential signal is kept unchanged, with a mean standard deviation over the whole signal about 8 mV. In one survey, when the lake was moving downwards, we have observed a 200 mV amplitude change in one point near Inferno. This peak did not appear in the following survey at the lake's lower state. Because of its short wavelength, this peak is likely the consequence of a near-surface electric effect, rather than a response to the deeper lake activity. Moreover, this anomaly appears soon after strong rainfalls (100 mm) were recorded in the area. The anomaly can thus be attributed to a change in resistivity in sub-surface or to an artefact. Taking into account the constant shape of the signal vs. time, on the whole self-potential does not seem to respond to Inferno changes. To explain this behaviour, we have to note that the strength of self-potential signal is controlled by the streaming potential coupling coefficient C (mV

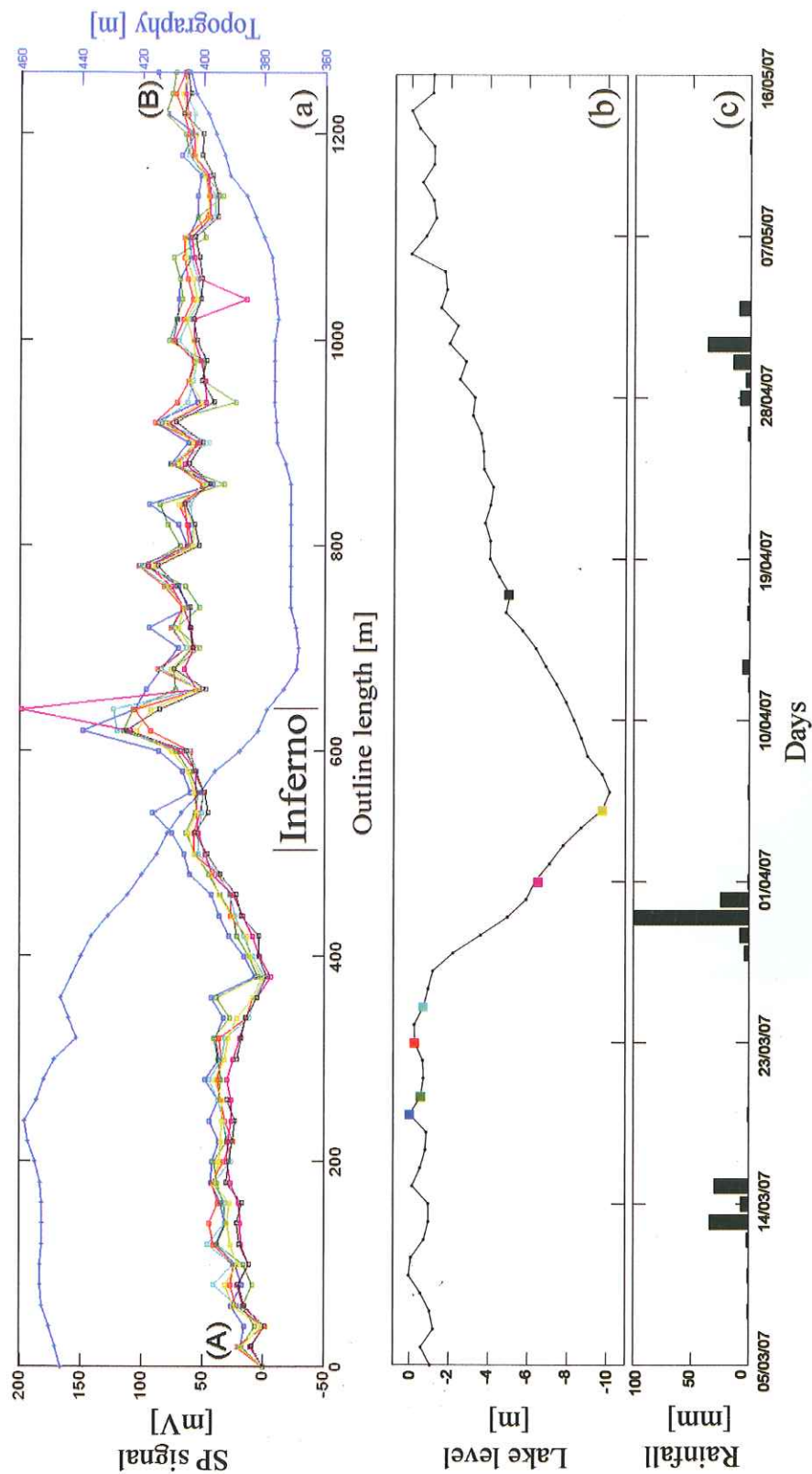


FIG. 3.51 – Results for self-potential survey. (a) Self-potential measurements along the footpath, taken at different stages of Inferno cycle (see the corresponding colors above in (b)). (b) Time at which the surveys have been performed over a whole cycle. (c) Rainfall data.

m^{-1}), which is proportional to the ζ potential, an electrochemical property of the mineral surface (Revil *et al.*, 1999a). The ζ potential is a function of the water pH. In March 2006, we measured a pH in situ of 2.23, which is in a good agreement with Keywood and Nicholson (1990) who reported a pH of 2 and 3. Moreover, Grange (1937) found Inferno Crater to have a high silica concentration of 741 mg/kg. For a pH range between 2-3, the ζ potential is equal to zero (isoelectric point for silica, (Leroy *et al.*, 2008)). Consequently $C=0$ and we can not expect any self-potential signal when the lake level changes. Inferno Crater is therefore a typical case where strong fluid flow in the subsurface does not produce any self-potential anomalies. We are not aware of such a documented case in the literature.

Conclusion

We studied geo-electrical signals that could come along with strong variations of the hydraulic head at Inferno Crater Lake. The resistivity survey reveals a clear reliable signature of phase changes, reinforced by the reproductibility of results over two years. Lake level variations that can be observed at the surface are likely the consequence of deep saturation changes in the porous medium, that occur in the vicinity of Inferno, at a mean depth of 100 m. No obvious signature could be inferred from self-potential surveys, because of the pH of the pore water. At the opposite, electrical resistivity tomography clearly indicated the position and shape of the plumbing system of the lake, highlighting a more conductive body at recession. This finding is very consistent with a contraction of the 2-phase zone, as suggested by analog modelings. This results remains very promising for the recognition of fluid circulations and phase changes within hydrothermal fields.

3.4.4 Discussion

Les variations de potentiel spontané ne nous permettent pas d'extraire une signature électrique claire, et semblent, dans notre cas, insensibles aux mouvements de fluides et changements de phases qui s'opèrent au cours d'un cycle. Cependant, les données de potentiel spontané issues de l'étude précédente peuvent s'avérer riches en informations, et en termes de structure, elles peuvent apporter des éléments de compréhension nouveaux.

Reprenons la Figure 3.51 : latéralement, entre 380 et 520 m, le signal PS montre une relation anticorrélée avec l'altitude de -1.8 mV m^{-1} . Comme décrit en Section 3.2, cette relation s'explique par des infiltrations d'eau de pluie qui s'écoule suivant la topographie. Si la source de potentiel est bien due à un écoulement, il semblerait que le lac récolte l'eau d'infiltration, d'autant que la relation linéaire PS/relief s'arrête dans les limites spatiales du lac, et avant que la topographie n'ait atteint un minimum. De toute évidence, le lac Inferno ne peut être un système fermé, car les pertes d'eau liées aux phases de débordement doivent être compensées par un apport d'eau régulier qui ne peut s'expliquer à lui seul par des précipitations. Les écoulements le long de la topographie pourraient contribuer à cet apport.

Le second élément important concerne le pic enregistré autour de 620-640 m, à l'extrémité Est du lac. Cette zone présente un maximum quasi-systématique, qui se situe en dehors des manifestations fumeroliennes de surface. Ce pic de potentiel spontané pourrait s'expliquer par :

- une remontée hydrothermale de subsurface, peu probable au vue des Figures 3.7 et 3.8 qui semblent indiquer une zone peu active.
- une circulation souterraine transversale au profil, qui s'effectuerait vraisemblablement en direction du lac (en sens inverse le pH acide de l'eau ne donnerait aucun signal).

- un effet topographique transversal au profil, qui pourrait expliquer la résurgence du signal après les fortes précipitations.

Enfin, il est à noter que le suivi de potentiel spontané n'a permis de mettre en évidence aucune relation entre le cycle du lac et le site du Old Geyser, contrairement aux observations de *Tosha et al.* (1996).

Bibliographie

- Aizawa, K. (2008), Classification of self-potential anomalies on volcanoes and possible interpretations for their subsurface structure, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 175, 253–268, doi :10.1016/j.jvolgeores.2008.03.011.
- Aizawa, K., R. Yoshimura, N. Oshiman, K. Yamazaki, T. Uto, Ogawa, and al. (2005), Hydrothermal system beneath Mt. Fuji volcano inferred from magnetotellurics and electric self-potential, *Earth and Planetary Science Letters*, 235, 343–355.
- Almendros, J., B. Chouet, and P. Dawson (2001), Spatial extent of a hydrothermal system at Kilauea volcano, Hawaii, determined from array analyses of shallow long-period seismicity, part I : Method, *J. Geophys. Res.*, 106 (B7), 13,565–13,580.
- Baggeroer, A., W. Kuperman, and H. Schmidt (1988), Matched field processing : Source localization in correlated noise as an optimum parameter estimation problem, *J. Acoust. Soc. Am.*, 83 (2), 571–587.
- Bedrosian, P., M. Unsworth, and M. Johnston (2007), Hydrothermal circulation at Mount St. Helens determined by self-potential measurements, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 160, 137–146, doi :10.1016/j.jvolgeores.2006.09.003.
- Bentley, L., and M. Gharibi (2004), Two- and three-dimensional electrical resistivity imaging at a heterogeneous remediation site, *Geophysics*, 69 (3), 674–680.
- Bibby, H., S. Bennie, V. Stagpoole, and T. Caldwell (1994), Resistivity structure of the Waimangu, Waiotapu, Waikite and Reporoa geothermal areas, New Zealand, *Geothermics*, 23 (5/6), 445–471.
- Bibby, H., T. Caldwell, F. Davey, and T. Webb (1995), Geophysical evidence on the structure of the Taupo Volcanic Zone and its hydrothermal circulation, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 68, 29–58.
- Brenguier, F., N. Shapiro, M. Campillo, V. Ferrazzini, Z. Duputel, O. Coutant, and A. Nercessian (2008), Towards forecasting volcanic eruptions using seismic noise, *Nature Geosciences*, doi :10.1038/ngeo104.
- Browne, P., and J. Lawless (2001), Characteristics of hydrothermal eruptions, with examples from New Zealand and elsewhere., *Earth-Science Reviews*, 52, 299–331.
- Bruno, P. P. G., G. P. Ricciardi, Z. Petrillo, V. Di Fiore, A. Troiano, and G. Chiodini (2007), Geophysical and hydrogeological experiments from a shallow hydrothermal system at Solfatara Volcano, Campi Flegrei, Italy : Response to caldera unrest, *J. Geophys. Res.*, 112, B06,201, doi :10.1029/2006JB004383.

- Campbell, R., C. Bower, and L. Richards (1948), Change of electrical conductivity with temperature and the relation of osmotic pressure to electrical conductivity and ion concentration for soil extracts, *Soil science society of America proceedings*, 13, 66–69.
- Crespy, A., A. Revil, N. Linde, S. Byrdina, A. Jardani, A. Bolève, and P. Henry (2008), Detection and localization of hydromechanical disturbances in a sandbox using the self-potential method, *J. Geophys. Res.*, 113, B01,205, doi :10.1029/2007JB005042.
- Debever, C., and W. Kuperman (2007), Robust matched-field processing using a coherent broadband white noise constraint processor, *J. Acoust. Soc. Am.*, 122, 1979–1986, doi : 10.1121/1.2769830.
- Dominiak, P. (2000), Analyse expérimentale des mécanismes d'instabilité lors de l'ébullition d'un milieu poreux chauffé à température constante, Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy.
- El-Qady, G., C. Sakamoto, and K. Ushijima (1999), 2-D inversion of VES data in Saqqara archaeological area, Egypt, *Earth Planets Space*, 51, 1091–1098.
- Finizola, A., A. Revil, E. Rizzo, S. Piscitelli, T. Ricci, J. Morin, B. Angeletti, L. Mochain, and F. Sortino (2006), Hydrogeological insights at Stromboli volcano (Italy) from geoelectrical, temperature, and CO₂ soil degassing investigations, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L17,304, doi :10.1029/2006GL026842.
- Goff, F., and C. Janik (2000), *Geothermal systems. Encyclopedia of volcanoes*, 1417 pp., Academic Press.
- Grange, L. (1937), The geology of the Rotorua-Taupo Sub-division, *Geological Survey Bull.*, 37, 91–94.
- Hicks, G., and H. Campbell (Eds.) (2003), *Awesome forces, the natural hazards that threaten New Zealand*, 159 pp., Te Papa Press, Wellington.
- Houghton, B., and B. Scott (2002), *Geyserland, a guide to the volcanoes and geothermal areas of Rotorua*, Geological society of New Zealand.
- Hurst, A., H. Bibby, B. Scott, and M. McGuinness (1991), The heat source of Ruapehu Crater Lake; deductions from the energy and mass balances, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 46, 1–20.
- Ishido, T., and H. Mizutani (1981), Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its applications to geophysics, *J. Geophys. Res.*, 86 (B3), 1763–1775.
- Iuliano, T., P. Mauriello, and D. Patella (2002), Looking inside Mount Vesuvius by potential fields integrated probability tomographies, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 113, 363–378.
- James, M., S. Lane, B. Chouet, and J. Gilbert (2004), Pressure changes associated with the ascent and bursting of gas slugs in liquid-filled vertical and inclined conduits, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 129, 61–82, doi :10.1016/S0377-0273(03)00232-4.
- Jensen, F., W. Kuperman, M. Porter, and H. Schmidt (1994), *Computational Ocean Acoustics*, 578 pp., American Institute of Physics, New York.

- Jones, B., and R. Renaut (2003), Hot spring and geyser sinters : the integrated product of precipitation, replacement, and deposition, *Can. J. Earth Sci.*, 40, 1549–1569, doi : 10.1139/E03-078.
- Jones, B., K. Konhauser, R. Renaut, and R. Wheeler (2004), Microbial silicification in Iodine Pool, Waimangu geothermal area, North Island, New Zealand : implications for recognition and identification of ancient silicified microbes., *Journal of the Geological Society*, 161, 983–993.
- Keam, R. (1980), *Waimangu*, In *Guide to the Geophysics of the volcanic and geothermal area of the North Island of New-Zealand*, The Royal Society of New-Zealand miscellaneous series, Wellington.
- Keam, R. (1988), *Tarawera : The Volcanic Eruption of 10 June 1886.*, Published by the author, Auckland, New Zealand.
- Kedar, S., B. Sturtevant, and H. Kanamori (1996), The origin of harmonic tremor at Old Faithful geyser, *Nature*, 379, 708–711.
- Kedar, S., H. Kanamori, and B. Sturtevant (1998), Bubble collapse as the source of tremor at Old Faithful Geyser, *J. Geophys. Res.*, 103 (B10), 24,283–24,299.
- Kemna, A., J. Vanderborght, B. Kulesa, and H. Vereecken (2002), Imaging and characterisation of subsurface solute transport using electrical resistivity tomography (ERT) and equivalent transport models, *Journal of hydrology*, 267, 125–146.
- Keywood, M. (1991), The geochemistry of the Waimangu geothermal field, New Zealand : unpub, Master's thesis, University of Auckland : 148 pp.
- Keywood, M., and K. Nicholson (1990), Cyclic and temporal changes in water chemistry of Inferno crater, Waimangu geothermal valley, New Zealand, *Proc. 12th New Zealand Geothermal Workshop*, pp. 103–110.
- Kieffer, S. (1984), Seismicity of Old Faithful geyser : An isolated source of geothermal noise and possible analogue of volcanic seismicity., *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 22, 59–95.
- Kieffer, S. W. (1977), Sound speed in liquid-gas mixtures : water-air and water-steam, *J. Geophys. Res.*, 82 (20), 2895–2904.
- Kim, H., and T. Matsuoka (2006), Improved full-waveform inversion of normalised seismic wavefield data, *Exploration Geophysics*, 37, 86–92.
- Kissling, W., and G. Weir (2005), The spatial distribution of the geothermal fields in the Taupo Volcanic Zone, New Zealand, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 145, 136–150.
- Kuperman, W., and P. Roux (2007), *Underwater acoustics*, 1182 pp., Handbook of Acoustics.
- Kuperman, W., and G. Turek (1997), Matched field acoustics, *Mechanical Systems and Signal Processing*, 11 (1), 141–148.
- Leet, R. (1988), Saturated and subcooled hydrothermal boiling in groundwater flow channels as a source of harmonic tremor., *J. Geophys. Res.*, 93 (B5), 4835–4849.
- Leighton, T. (1997), *The Acoustic Bubble*, 613 pp., Academic Press.

- Leroux, V., and T. Dahlin (2006), Time-lapse resistivity investigations for imaging salt-water transport in glaciofluvial deposits, *Environ. Geol.*, *49*, 347–358, doi :10.2007/s00254-005-0070-7.
- Leroy, P., A. Revil, A. Kemna, P. Cosenza, and A. Ghorbani (2008), Complex conductivity of water-saturated packs of glass beads, *Journal of Colloid and Interface Science*, *321*, 103–117.
- Llera, F., M. Sato, K. Nakatsuka, and H. Yokoyama (1990), Temperature dependence of the electrical resistivity of water-saturated rocks, *Geophysics*, *55* (5), 576–585.
- Loke, M., and R. Barker (1996a), Rapid least-squares inversion of apparent resistivity pseudosections using a quasi-Newton method, *Geophysical Prospecting*, *44*, 131–152.
- Loke, M., and R. Barker (1996b), Practical techniques for 3D resistivity surveys and data inversion, *Geophysical Prospecting*, *44*, 499–523.
- Minnaert, M. (1933), On musical air bubbles and the sound of running water, *Philos. Mag.*, *16*, 235–248.
- Mongillo, M. (1994), Aerial thermal infrared mapping of the Waimangu-Waiotapu geothermal region, New Zealand, *Geothermics*, *23* (5/6), 511–526.
- Moore, J., and S. Glaser (2004), Laboratory observations of an advancing boiling front in a porous medium and correlation to self potential measurements, *Proceedings, Twenty-Ninth Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*.
- Nairn, I., and J. Cole (1981), Basalt dikes in the 1886 AD Tarawera rift, *New Zealand Journal of Geology and Geophysics*, *24*, 586–592.
- Naudet, V. (2004), Les méthodes de résistivité électrique et de potentiel spontané appliquées aux sites contaminés, Ph.D. thesis, Université Paul Cézanne, Aix Marseille III.
- Patella, D. (1997), Self-potential global tomography including topographic effects, *Geophys. Prospect*, *45*, 843–863.
- Petiau, G. (2000), Second generation of lead-lead chloride electrodes for geophysical applications, *Pure Appl. Geophys.*, *157*, 357–382.
- Poldini, E. (1938), Geophysical exploration by spontaneous polarization methods, *Mining Magazine*, *59*, 278–282, 347–352.
- Revil, A., P. Pezard, and P. Glover (1999a), Streaming potential in porous media. 1. Theory of the zeta-potential, *J. Geophys. Res.*, *104* (B9), 20,021–20,031.
- Revil, A., H. Schwaeger, L. Cathles, and P. Manhardt (1999b), Streaming potential in porous media. 2. Theory and application to geothermal systems, *J. Geophys. Res.*, *104* (B9), 20,033–20,048.
- Revil, A., L. Ehouarne, and E. Thyreault (2001), Tomography of self-potential anomalies of electrochemical nature, *Geophys. Res. Lett.*, *28* (23), 4363–4366.

- Revil, A., A. Finizola, S. Piscitelli, E. Rizzo, T. Ricci, and e. a. Crespy, A. (2008), Inner structure of La Fossa di Vulcano (Vulcano Island, southern Tyrrhenian Sea, Italy) revealed by high-resolution electric resistivity tomography coupled with self-potential, temperature, and CO₂ diffuse degassing measurements, *J. Geophys. Res.*, doi :10.1029/2007JB005394.
- Rinehart, J. (1980), *Geysers and geothermal energy*, 223 pp., Springer-Verlag, New York.
- Risk, G., H. Bibby, and T. Caldwell (1999), Resistivity structure of the central Taupo Volcanic Zone, New Zealand, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 90, 163–181.
- Roux, P., K. Sabra, P. Gerstoft, and W. Kuperman (2005), P-waves from cross-correlation of seismic noise, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L19,303.
- Saba, M., Y. Nishida, T. Mogi, S. Takakura, and N. Matsushima (2007), Development of geothermal field following the 2000 eruption of Usu volcano as revealed by ground temperature, resistivity and self-potential variations., *Annals of geophysics*, 50 (1), 79–92.
- Scott, B. (1992), Characteristics of cyclic activity in Frying Pan and Inferno Crater Lakes, Waimangu., *Paper presented at 14th New Zealand Geothermal Workshop, Geotherm. Inst., Univ. of Auckland, Auckland, New Zealand*, pp. 253–258.
- Scott, B. (1994a), Cyclic activity in the crater lakes of Waimangu hydrothermal system, New Zealand, *Geothermics*, 23 (5/6), 555–572.
- Scott, B. J. (1994b), Activity in the Crater Lakes of Waimangu Hydrothermal System, New Zealand, *Geothermics*, 23, 555–572.
- Shapiro, N., M. Campillo, L. Stehly, and M. Ritzwoller (2005), High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise, *Science*, 29, 1615–1617.
- Soares, C., and S. Jesus (2003), Broadband matched-field processing : coherent and incoherent approaches, *J. Acoust. Soc. Am.*, 113 (5), 2587–2598, doi :10.1121/1.1564016.
- Stemmelen, D., C. Moyne, and A. Degiovanni (1992), Instabilité thermoconvective d'un liquide en ébullition dans un milieu poreux, *C.R. Acad. Sci. Paris*, 314 (II), 769–775.
- Tosha, T., T. Ishido, Y. Nishi, N. Matsushima, and B. Scott (1996), Seismological and self-potential surveys at Inferno Crater Lake, Waimangu geothermal field., *Paper presented at 18th New Zealand Geothermal Workshop, Geotherm. Inst., Univ. of Auckland, Auckland, New Zealand*, pp. 249–254.
- Vandemeulebrouck, J., J.-C. Sabroux, M. Halbwachs, Surono, N. Poussielgue, J. Grangeon, and J. Tabbagh (2000), Hydroacoustic noise precursors of the 1990 eruption of Kelut Volcano, Indonesia, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 97, 443–456.
- Vandemeulebrouck, J., D. Stemmelen, T. Hurst, and J. Grangeon (2005), Analogue modeling of instabilities in crater lake hydrothermal systems, *J. Geophys. Res.*, 110, B02,212, doi : 10.1029/2003JB002794.
- Vane, L., and G. Zang (1997), Effect of aqueous phase properties on clay particle zeta potential and electro-osmotic permeability; implications for electro-kinetic soil remediation processes, *J. Hazard. Mater.*, 55, 1–22.

- Wilson, C., B. Houghton, M. McWilliams, M. Lanphere, S. Weaver, and R. Briggs (1995), Volcanic and structural evolution of Taupo Volcanic Zone, New Zealand : a review, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 68, 1-28.
- Zlotnicki, J., G. Boudon, J. Viodé, J. Delarue, A. Mille, and F. Bruère (1998), Hydrothermal circulation beneath Mount Pelée inferred by self-potential surveying. Structural and tectonic implications, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 84, 73-91.
- Zohdy, A. A. R., L. A. Anderson, and L. J. P. Muffler (1973), Resistivity, self-potential, and induced-polarization surveys of a vapor-dominated geothermal system., *Geophysics*, 38 (6), 1130-1144.

Chapitre 4

Tomographie de résistivité électrique d'un panache hydrothermal sous plusieurs phases : Les Champs Phlégréens

4.1 Présentation du site

Les Champs Phlégréens appartiennent au Complexe Volcanique Phlégréen (Phlegraean Volcanic District), qui s'étend sur plusieurs dizaines de kilomètres au niveau de la baie de Naples, en Italie. Le Complexe Volcanique Phlégréen comprend une partie submergée et immergée, dont les Champs Phlégréens, la ville de Naples, les îles Procida et Ischia font partie (Figure 4.1). La caldera des Champs Phlégréens est la plus importante composante de la Zone Volcanique Phlégréenne, et est centrée sur la ville de Pouzzoles. Les Champs Phlégréens comprennent une quarantaine de cratères; c'est celui de la Solfatare (du latin Sulpha terra, "terre de soufre") qui fera l'objet de cette étude.

Communément, les Champs Phlégréens sont désignés comme une unique caldera, mais leur structure se composerait de deux calderas imbriquées l'une dans l'autre, formées lors des éruptions successives qui eurent lieu il y a 37 000 et 12 000 ans (*Orsi et al.*, 1996).

Les champs Phlégréens sont caractérisés par des déformations du sol importantes, qui alternent phases de soulèvement et subsidence lors d'un phénomène appelé bradyséisme. Récemment, des crises bradysismiques ont eu lieu entre 1969 et 1972, et entre 1982 et 1984, toutes deux caractérisées par des épisodes d'inflation. L'amplitude de ces mouvements a été mesurée à 1.7 et 1.8 m, et la subsidence qui leur a succédé n'a pas permis de regagner le niveau du sol initial (*Todesco and Berrino*, 2005). Ces inflations ont particulièrement affecté la ville de Pouzzoles et la Solfatare; elles seraient le résultat de variations de pressions de fluides dans le système géothermal sous-jacent (*Bonafede and Mazzanti*, 1998).

La caldera des Champs Phlégréens est affectée par un réseau de failles, qui s'organise suivant deux directions majeures, l'une orientée Nord-Ouest/Sud-Est et l'autre orientée Nord-Est/Sud-Ouest; ces directions préférentielles se retrouvent au niveau des failles en bordure de la Solfatare, mais aussi à l'intérieur même du cratère. La phase de surrection qui se déroula entre 1982 et 1984 autorisa l'ouverture d'une fracture de 0.7 m de large dans la partie centrale, selon une direction Nord-Est/Sud-Ouest (*Acocella et al.* (1999) et *Chiodini et al.*

Figure 4.3) :

- En profondeur, à quelques kilomètres, loge la chambre magmatique qui fournit la chaleur au système. Il est à noter que des études sismiques récentes montrent l'existence d'une chambre magmatique d'une superficie de 30 km^2 à 7 km de profondeur (Zollo *et al.*, 2008).
- Un ou plusieurs aquifères surplombent la source de chaleur, ce qui permet d'emmagasinier des fluides provenant du dégazage magmatique et de la chaleur, qui sera dissipée via un processus d'ébullition.
- Le dernier réservoir, situé dans une zone superficielle hautement fracturée, est occupé par des fluides sous une même phase vapeur à 240°C , résultant de l'ébullition produite dans le réservoir sous-jacent.

Un tel processus engendre la libération d'environ 1500 tonnes de CO_2 par jour, par dégazage diffus à travers le sol (Chiodini *et al.*, 2001). Dans le même temps, environ 3300 tonnes par jour de vapeur condense, assurant ainsi la circulation de fluide hydrothermal.

Il est à noter que chaque épisode de déformation récent a été précédé par une augmentation du flux de chaleur à la surface, transportée par les fluides fumeroliens ; ce comportement a été interprété par Chiodini *et al.* (2001) comme un moyen de dissiper l'excès d'énergie créé par la pressurisation du système hydrothermal.

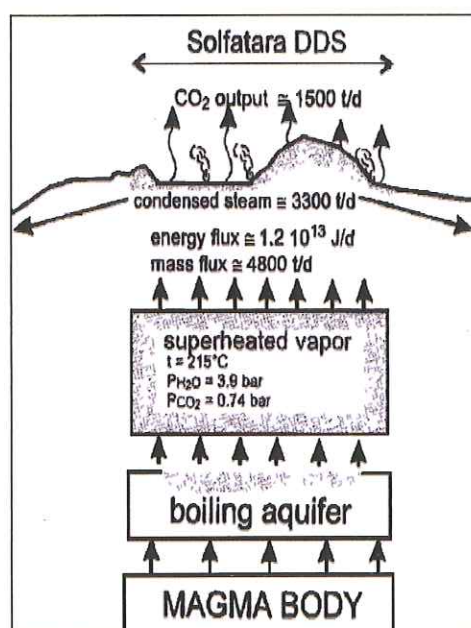


FIG. 4.3 – Modèle conceptuel de la Solfatare établi à partir des données géochimiques. D'après Chiodini *et al.* (2001).

La caldera des Champs Phlégréens est peuplée par environ 1.5 millions d'habitants, et son système magmatique est toujours actif, comme en témoigne la dernière éruption de 1538, qui affecta le Monte Nuovo. La Solfatare, quant à elle, a déjà été le siège d'éruptions hydrothermales, au XII^{ème} siècle. L'urbanisation massive et les épisodes de déformation récents laissent penser que le risque volcanique est potentiellement élevé. Aussi, il est important de suivre l'évolution de paramètres facilement mesurables tels que la température ou le flux de CO_2 , et

d'essayer de comprendre la dynamique d'ensemble du système par des méthodes d'imagerie haute résolution capables de couvrir la zone d'étude.

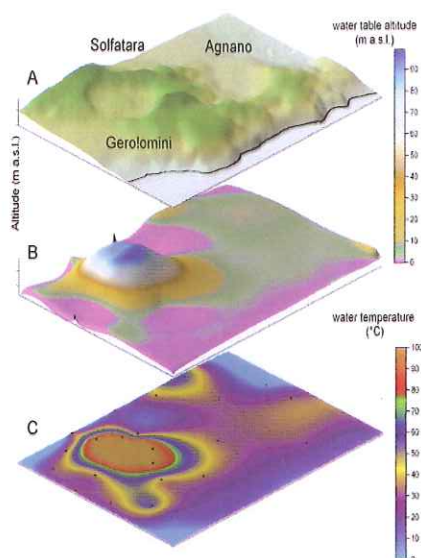


FIG. 4.4 – Illustration des variations latérales de la nappe phréatique aux abords du cratère de la Solfatare, d'après *Bruno et al.* (2007).

(a) Carte topographique.

(b) Niveau piézométrique.

(c) Température de la nappe en ° C.

Bonafede (1991) a montré qu'une perturbation de pression et de température initiales à la base du système hydrothermal se propage comme une onde solitaire, à vitesse constante dans le milieu, et peut produire des déformations du sol à la surface d'amplitude métrique, sous l'effet de la pression des pores et de la dilatation thermique. Il est donc primordial de connaître les propriétés physiques du système hydrothermal, et de définir les limites spatiales du réservoir de fluides.

Dans cette perspective, *Bruno et al.* (2007) ont mené des expériences géophysiques sur le site, en utilisant notamment des méthodes électromagnétiques et sismiques, à la fois actives et passives, portant sur l'étude du bruit ambiant ; ces mesures ont permis l'élaboration d'un modèle du système hydrothermal (Figure 4.4). Ils ont de plus mesuré la hauteur de la nappe dans 30 forages, aux abords et à l'intérieur même de la Solfatare. Il existe de fortes variations latérales du niveau piézométrique, avec une différence de l'ordre de 90 m entre l'extérieur et l'intérieur du cratère (cf. Figure 4.4). Au sein de la Solfatare, ces variations latérales existent, mais sont tout de même plus faibles que celles qui ont été mesurées à grande échelle. On enregistre une différence de 7 m entre le centre du cratère, où l'eau affleure ponctuellement en surface, et la partie Sud-Est de la zone, où la mesure a été effectuée au niveau d'un puits. Les données piézométriques démontrent donc l'existence d'un panache hydrothermal dont le sommet se trouve au centre de la Solfatare (Figure 4.4) ; nous allons tenter de caractériser sa structure superficielle.

Concernant les mesures de résistivité électrique, *Bruno et al.* (2007) ont déployé quatre profils qui ont permis d'imager partiellement la zone. Notre travail s'inscrit dans la continuité de cette étude, et vise à imager le panache hydrothermal en 3 dimensions, par une tomographie de

résistivité électrique. Celle-ci a été complétée par l'acquisition de mesures sismo-acoustiques et thermiques. Une carte de température avait déjà été réalisée par *Chiodini et al.* (2007), mais nous avons fait le choix de l'actualiser avec nos propres mesures. Tout le jeu de données a ainsi été acquis dans les mêmes conditions, aux mêmes points, et peut être soumis à comparaison en toute confiance. Les expériences sismo-acoustiques visent quant à elles à réaliser une tomographie de la vitesse de groupe des ondes de surface.

Dans cette section, nous insisterons en particulier sur les données de résistivité électrique ; 23 profils au total ont été déployés, avec une intertrace régulière de 4 mètres (Figure 4.5). Nous avons couvert la zone en tâchant de concilier la topographie, la végétation et l'activité hydrothermale de surface, ce qui explique la longueur variable des profils, comprise entre 188 et 380 mètres.

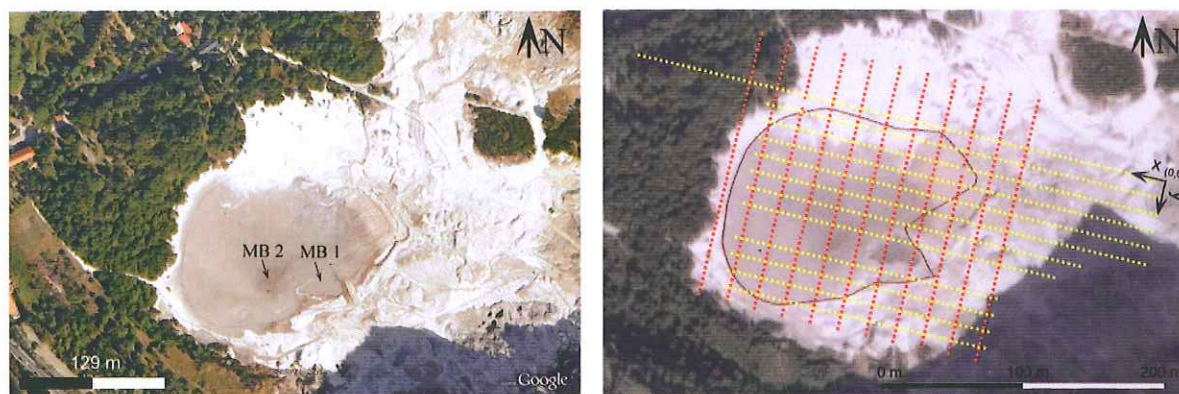


FIG. 4.5 – Vue aérienne de la Solfatare avec les différents déploiements de résistivité électrique. La figure de droite présente le repère fictif dans lequel nos acquisitions ont été réalisées. Les profils jaunes sont distants les uns des autres de 12 m, les profils rouges sont espacés de 20 m. Le profil $y=96$ m n'a pu être réalisé en raison d'une mare bouillante qu'il aurait traversé (MB 1). Le tracé noir souligne le périmètre des grillages qui délimitent la Fangaia.

Nous nous sommes concentrés sur le centre du cratère, autour de la zone saturée, la Fangaia, où la nappe phréatique affleure en surface, créant ainsi des mares bouillonnantes d'une vingtaine de mètres de diamètre (Figure 4.5).

Chaque profil a été acquis indépendamment, avec un résistivimètre de type SYSCAL®Pro (Iris Instruments). Deux protocoles d'acquisition ont été utilisés de façon systématique : le Dipôle-Dipôle, qui permet d'obtenir une bonne résolution en surface, et le Wenner-Schlumberger, qui fournit une information en profondeur. Comme nous l'avons vu sur la Figure 2.3, en terrain homogène le Dipôle-Dipôle possède une profondeur d'investigation supérieure au Wenner-Schlumberger. Mais en terrain hétérogène, la sensibilité aux structures superficielles du Dipôle-Dipôle peut masquer l'information en profondeur ; nous utilisons donc le Dipôle-Dipôle pour obtenir une information de surface.

Lors de la phase de traitement, un filtrage préalable des données de résistivité apparente sous X2IPI (©A. Bobachev) a permis l'élimination des points dont la déviation standard était supérieure à 3.

L'ensemble des données de résistivité apparente a été inversé avec le code de *Loke and Barker* (1996) selon une grille régulière de maillage $4 \text{ m} \times 4 \text{ m}$. Pour l'inversion à trois dimensions, les résistivités apparentes du profil $y=0$ n'ont pas été conservées au-delà de 300 m de lon-

gueur, afin d'éviter une interpolation hasardeuse sur une zone non couverte par les panneaux électriques¹ (il s'agit de la partie Ouest de la Figure 4.5 se trouvant dans la végétation). Une première inversion du jeu de données a été réalisée en laissant le logiciel libre de déterminer la profondeur d'investigation maximum. Elle a été initialement fixée à 50 m ; cependant, quel que soit le protocole, la résolution était trop pauvre au-delà de 15 m pour permettre une interprétation correcte des sections. Nous avons donc volontairement limité la profondeur maximum à 15 m, en choisissant un pas en z suffisamment fin pour pouvoir suivre les changements verticaux de résistivité.

4.2 Résultats

4.2.1 Tomographie de résistivité électrique en trois dimensions

Sur l'ensemble du site, la gamme de résistivité s'étend de quelques Ω m à 450 Ω m. La zone la plus résistante se situe à l'extrême Nord-Ouest, et se caractérise par une résistivité de 300 Ω m en moyenne. De façon ponctuelle, les valeurs de résistivité atteignent 400 à 450 Ω m dans cette zone. La partie la plus conductrice se situe au niveau de la Fangaia, avec une résistivité de 3 Ω m. Ce corps conducteur, qui a été isolé sur la Figure 4.7 s'élargit considérablement en profondeur, pour les deux protocoles. Nous retrouvons ainsi la forme d'un panache, comme *Bruno et al.* (2007) ont pu le mettre en évidence.

Afin de faciliter la lisibilité des résultats, étudions à présent les différentes coupes de résistivité réalisées selon l'axe z (Figures 4.9, 4.10, 4.11 et 4.12), et comparons-les avec les données de température (Figure 4.6).

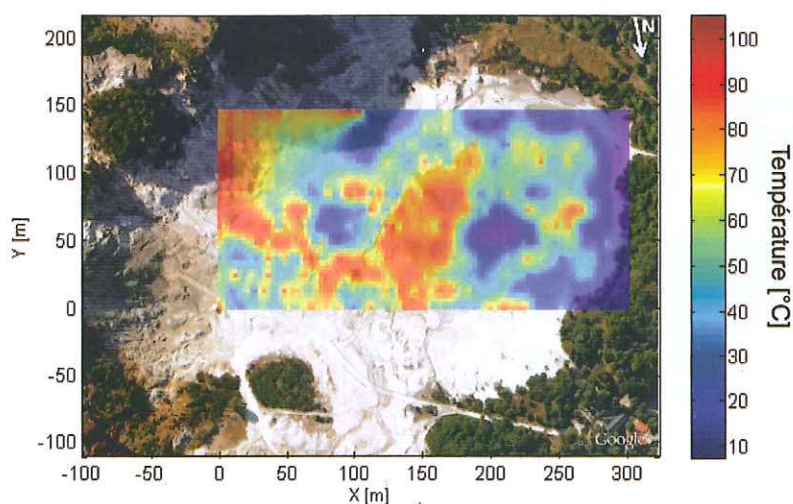


FIG. 4.6 – Carte de la température de surface interpolée.

¹La totalité de ce profil sera exploitée ultérieurement dans le cadre d'une comparaison et d'une interprétation en deux dimensions.

Résultats obtenus en surface

Globalement, il semble y avoir une bonne corrélation entre les valeurs de température et de résistivité électrique : Tout d'abord, la partie Ouest qui borde la Fangaia est résistante, avec des résistivités qui avoisinent les $30 \Omega \text{ m}$; nous pouvons les relier à des températures relativement faibles, comprises entre 10 et 20°C , qui s'expliquent par le fait que nous sommes à l'extérieur du système hydrothermal.

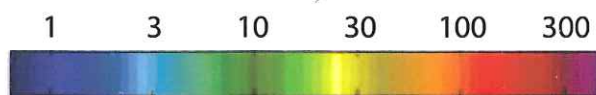
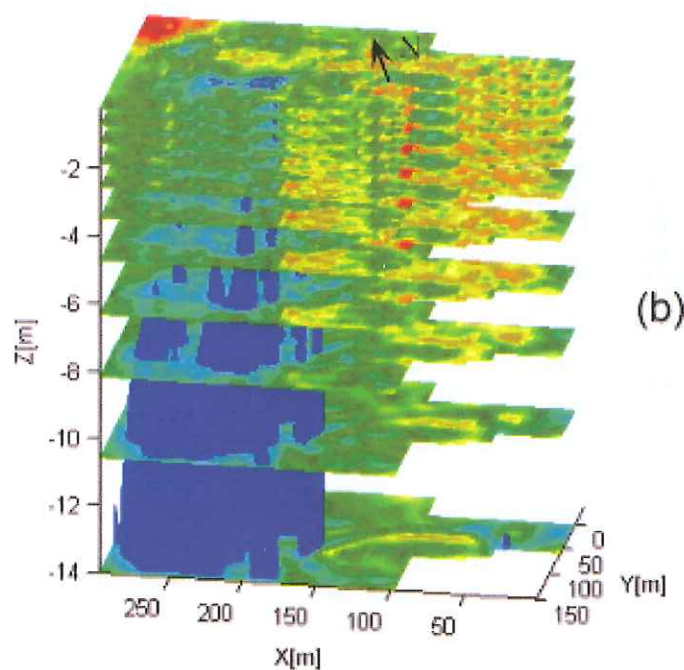
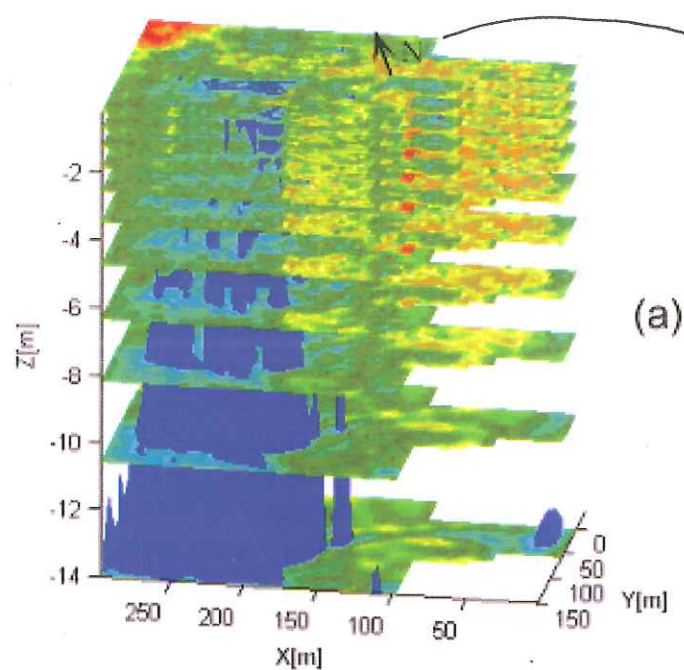
La partie centrale du cratère, la Fangaia, contient les valeurs de résistivité les plus faibles. Paradoxalement, en surface, ces valeurs ne correspondent pas à la mare bouillonnante, mais sont décalées vers l'Ouest. Nous avons mesuré la conductivité de l'eau sur un échantillon prélevé là où la nappe affleure, et rapporté à la température de l'eau in-situ (94°C), nous obtenons une conductivité élevée de 3 S m^{-1} . Les résultats de résistivité sont donc particulièrement surprenants dans cette zone. Ils pourraient être incriminés à un déficit de couverture en surface, puisque le profil $y=96 \text{ m}$ n'a pas été réalisé, et que certaines électrodes du profil $x=180 \text{ m}$ -traversant le bassin- n'ont pu être installées. La profondeur de la mare est estimée à 2 m , ce qui est très superficiel ; du fait, un espacement trop important des électrodes a engendré un sondage suffisamment profond pour que l'hétérogénéité locale soit évitée. Seule la partie Nord de la Fangaia est résistante, avec des valeurs de $30\text{-}40 \Omega \text{ m}$, qui se situent au niveau d'une zone plutôt froide.

Toute la partie Est du cratère située en dehors du périmètre de la Fangaia est caractérisée par une résistivité relativement élevée, de l'ordre de $40 \Omega \text{ m}$ en moyenne. Cette zone n'est toutefois pas très homogène latéralement, et les valeurs de résistivité fluctuent entre deux extrema qui sont de 10 et $100 \Omega \text{ m}$. Ces fluctuations se retrouvent également sur la carte de température, où les valeurs les plus élevées, de l'ordre de 100°C , correspondent à des sorties de fluides chauds.

Résultats obtenus en profondeur

Une limite nette de la structure apparaît sur les résultats de résistivité entre la partie orientale de la zone d'étude et la Fangaia. Cette limite se prolonge en profondeur, et le contraste de résistivité qui oppose les deux parties est d'un facteur 10 (il dépend de la profondeur).

La partie conductrice que nous attendions en surface au niveau de la mare se retrouve très bien en profondeur. Sur les Figures 4.10 et 4.12, nous avons volontairement saturé l'échelle de couleurs à $100 \Omega \text{ m}$ afin de faire ressortir la dynamique : à partir de 10 m de profondeur, nous observons une directivité très marquée, avec un corps résistant appartenant à un corps conducteur, sans transition entre les deux. Si nous translatons verticalement ces deux corps afin de les reporter sur la Fangaia, nous constatons que le corps conducteur se retrouve exactement à l'aplomb de la mare bouillonnante. De plus, la directivité des deux corps concorde avec celle de la fracture décrite par *Acocella et al.* (1999), et se retrouve ainsi orientée Nord-Est/Sud-Ouest, comme le montre la Figure 4.13. Il existe cependant un décalage entre la fracture et le corps conducteur, qui se retrouve plus à l'Est. Les résultats obtenus avec le Dipôle-Dipôle révèlent que la conductivité la plus élevée se situe en profondeur, précisément sur la portion parallèle à la faille, avec une résistivité de $1 \Omega \text{ m}$. Cela pourrait correspondre à une sortie de fluide de saturation égale à 1. Il est par ailleurs surprenant de ne pas pouvoir suivre ce corps au fur et à mesure que l'on se rapproche de la surface. La carte de température révèle un tronçon chaud à 100°C qui s'agence autour de la droite $x=150 \text{ m}$, recoupant ainsi la partie qui nous intéresse (cf. Figure 4.8).



Résistivité calculée [Ohm m]

FIG. 4.7 - Résultats de l'inversion 3-D obtenus pour le Dipôle-Dipôle (a) et le Wenner-Schlumberger (b). La zone conductrice à $3 \Omega \text{ m}$ (en bleu) a été isolée afin de suivre sa forme en profondeur.

Deux hypothèses pourraient expliquer nos résultats :

- La première hypothèse s'appuie sur l'augmentation de la température d'ébullition de l'eau avec la pression, et donc la profondeur. A 15 mètres de profondeur, en considérant l'augmentation de la pression hydrostatique, la température d'ébullition est de 127 °C (2.5 bars). Si l'on considère un panache dont la température du fluide est comprise entre 100 °C et 127 °C, il changerait de phase en remontant, ce qui ferait diminuer la saturation; cela pourrait expliquer l'augmentation de résistivité du corps (*Roberts et al.*, 2001). A noter qu'en surface, le fluide est à la température d'ébullition, ce qui conforterait l'hypothèse du changement de phase.
- La seconde hypothèse impliquerait un pendage : nous avons vu en effet qu'il existait un décalage entre la fracture de surface, et le corps fortement conducteur présent à -14 m. Ces deux structures pourraient donc être reliées via un plan de faille orienté Nord-Ouest/Sud-Est qui agirait comme un conduit préférentiel. Cette hypothèse expliquerait alors que l'on retrouve un corps résistant au-delà de la mare, à des profondeurs comprises entre 2 et 10 m, et la sortie de fluide décalée en surface; cependant, cela n'explique pas la présence de la mare elle-même, ni la façon dont elle est alimentée. S'agit-il alors d'un système découplé ?

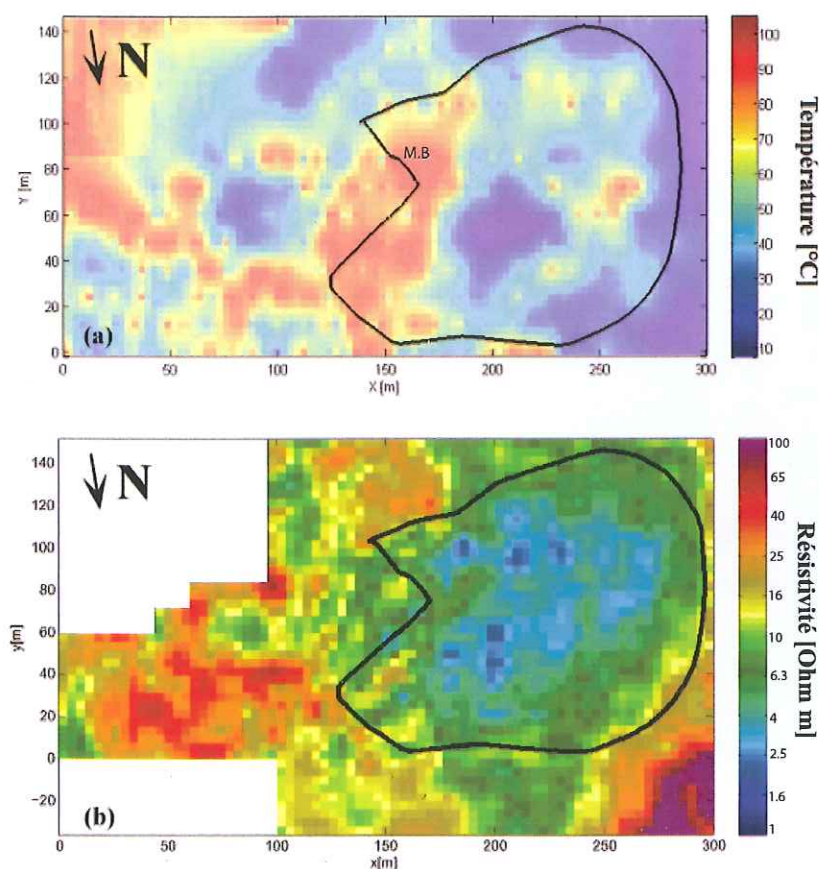


FIG. 4.8 – Confrontation de la carte de température (a) avec la coupe de résistivité obtenue avec le Dipôle-Dipôle, à -6.35 m (b). L'emplacement de la mare bouillonnante est indiqué sur la carte de température (M.B).

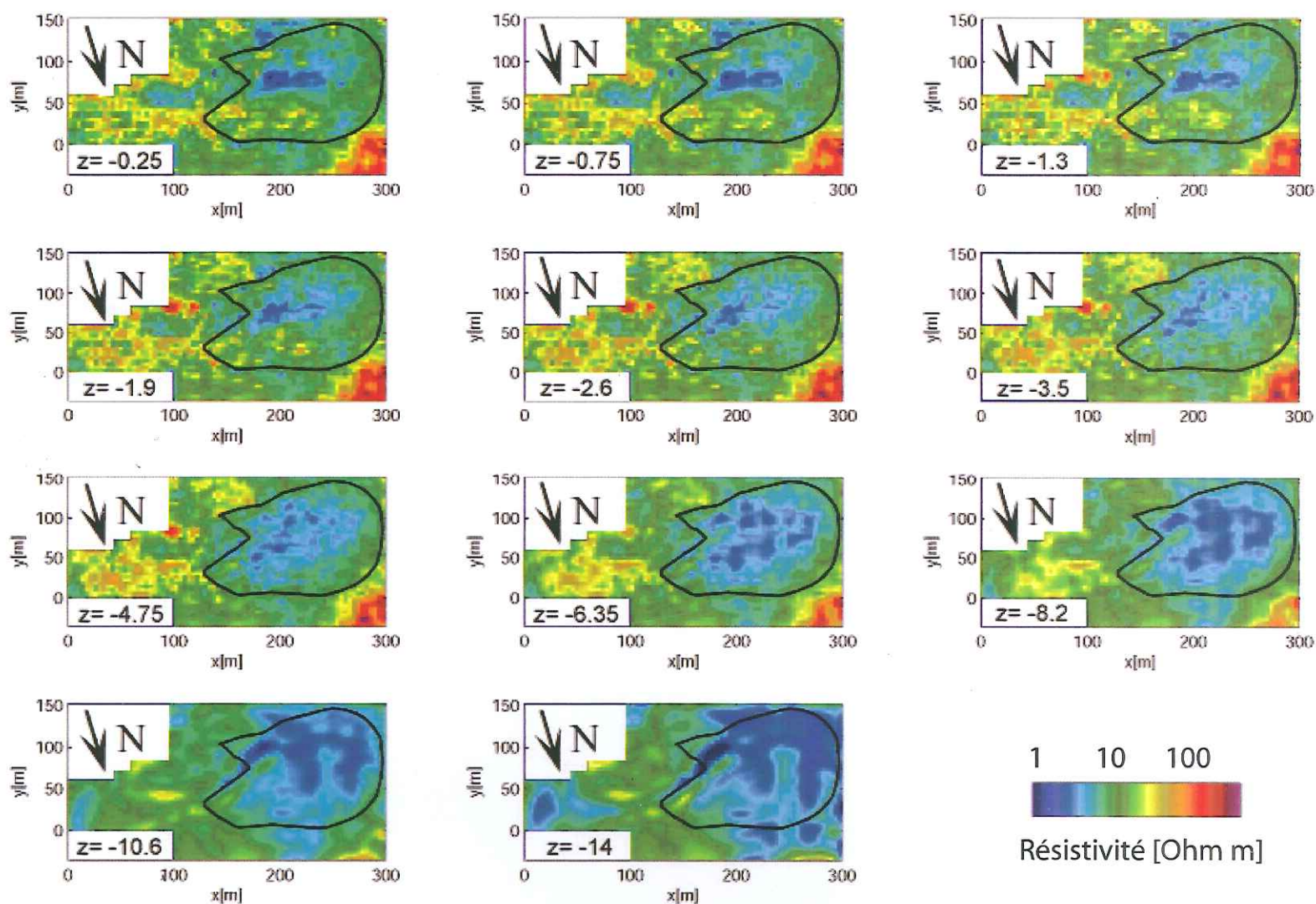


FIG. 4.9 – Résultats obtenus avec le Dipôle-Dipôle pour chaque profondeur.

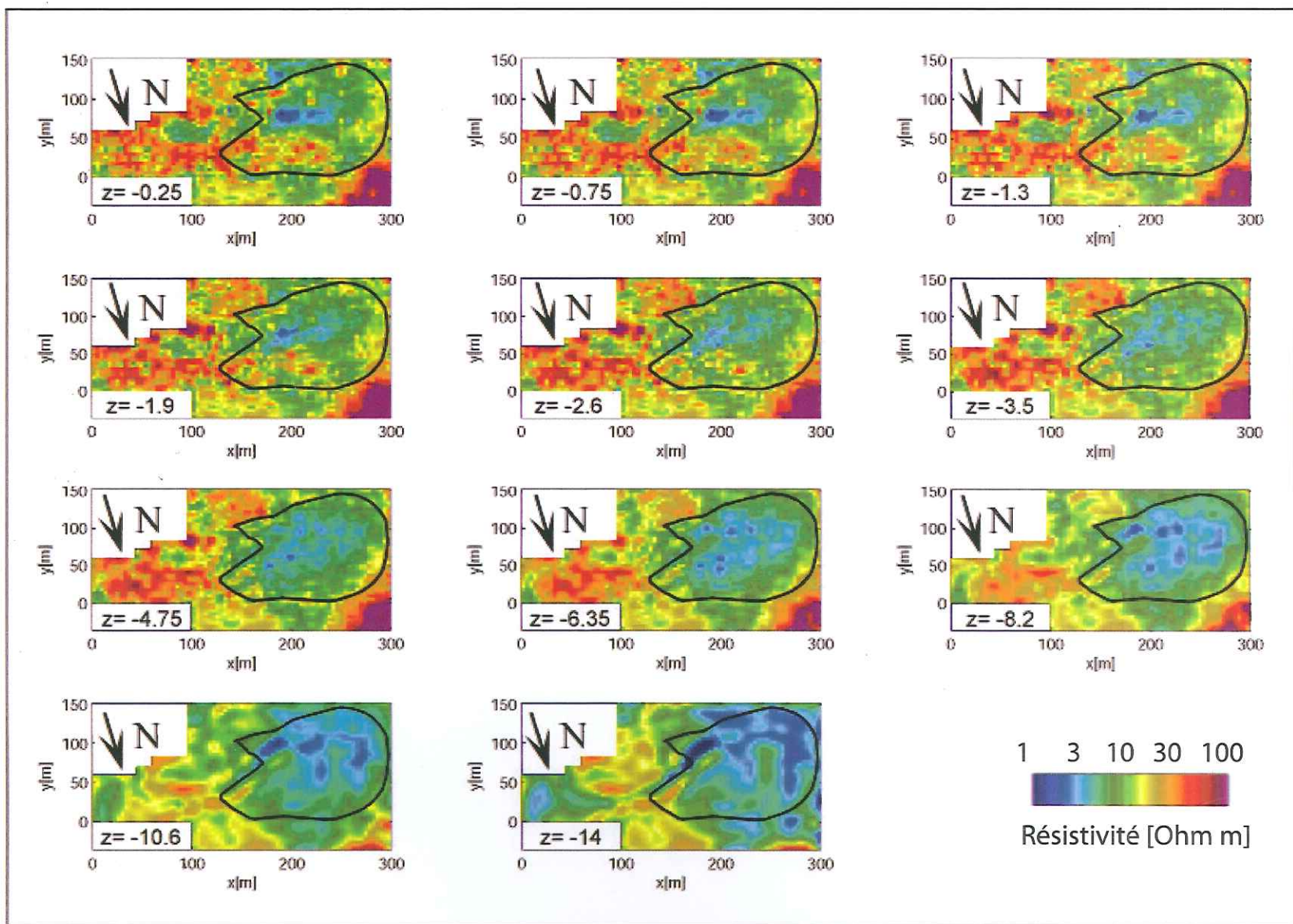


FIG. 4.10 – Résultats obtenus pour le Dipôle-Dipôle avec une échelle de résistivité saturée à $100 \Omega \text{ m}$.

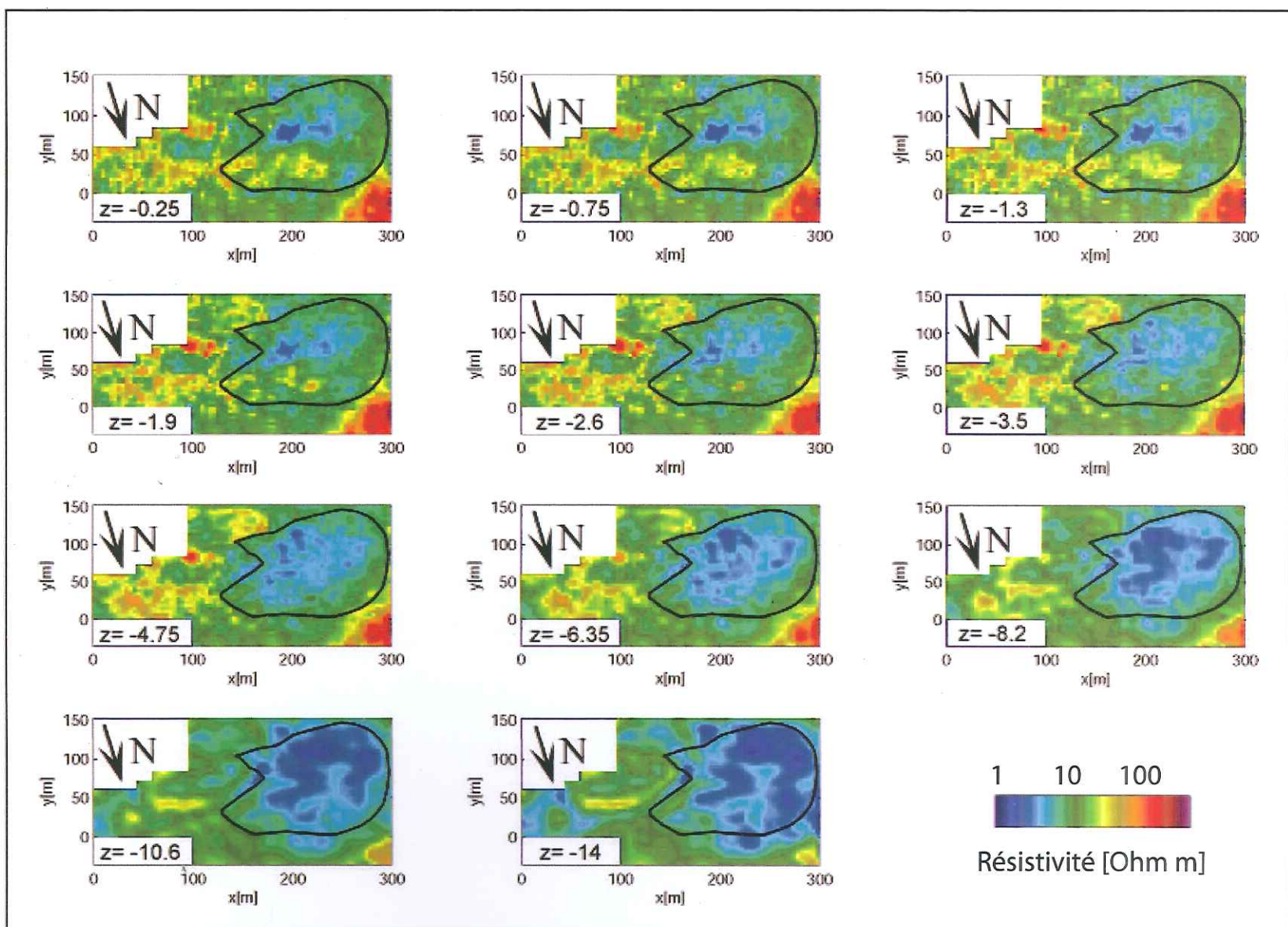


FIG. 4.11 – Résultats obtenus avec le Wenner-Schlumberger pour chaque profondeur.

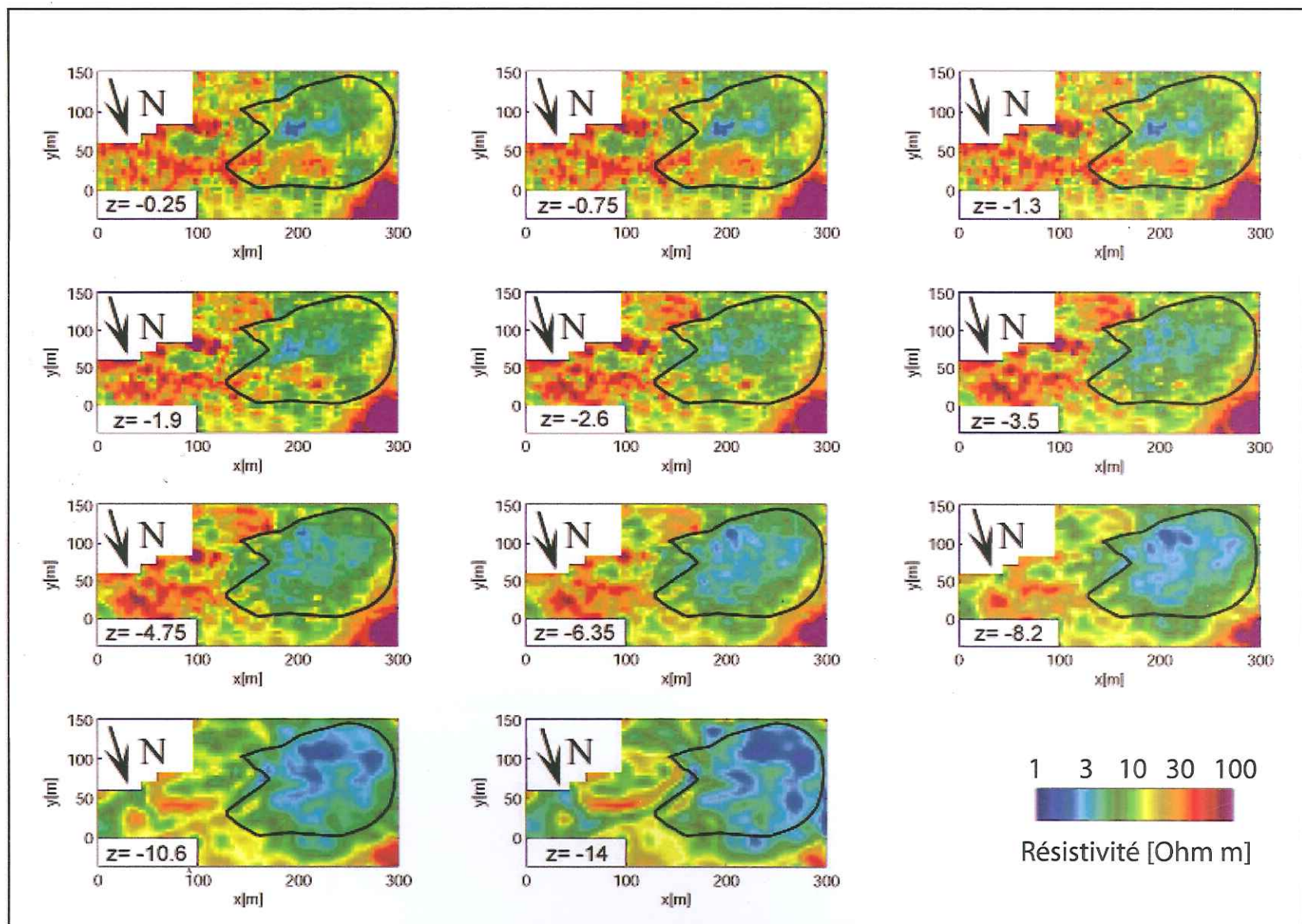


FIG. 4.12 – Résultats obtenus pour le Wenner-Schlumberger avec une échelle de résistivité saturée à 100 Ω m..

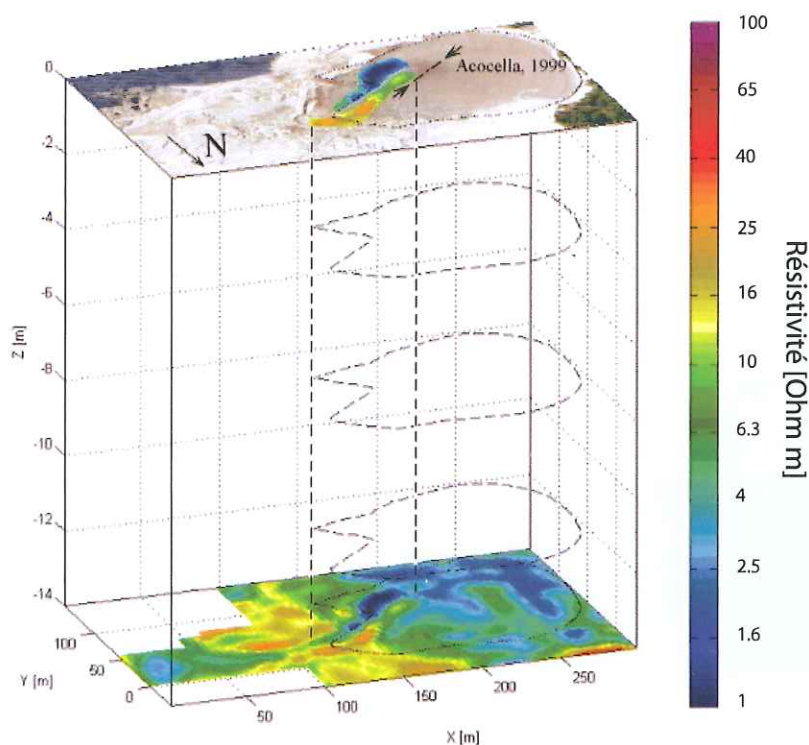


FIG. 4.13 – Mise en évidence de la directivité du corps conducteur présent à -14 m, par rapport à la zone de fracture décrite par *Acocella et al.* (1999). Les résistivités présentées en surface sur la Fangaia (en $z=0$) sont extraites de la coupe en $z=-14$ m du Dipôle-Dipôle afin de les situer par rapport à la zone de fracture.

4.2.2 Comparaison des résultats avec les études pré-existantes

En balayant la zone d'étude avec nos profils de résistivité électrique, nous avons réalisé un profil similaire à ceux réalisés par *Bruno et al.* (2007). Dans le cadre de nos études, ces profils ont traversé le cratère d'Est en Ouest et se terminent en dehors de la zone saturée, au niveau de la partie froide mise en évidence par la Figure 4.6. Nos acquisitions ont toutes deux utilisé le protocole Dipôle-Dipôle, avec le même nombre d'électrodes, et une intertrace commune à au moins deux profils. Ces profils ne passent pas rigoureusement aux mêmes points mais se trouvent assez proches. Les données de résistivité apparente de *Bruno et al.* (2007) ont été inversées avec la procédure d'inversion Occam.

Nous profitons ainsi des résultats redondants pour les soumettre à comparaison et évaluer les points qui peuvent être interprétés avec certitude.

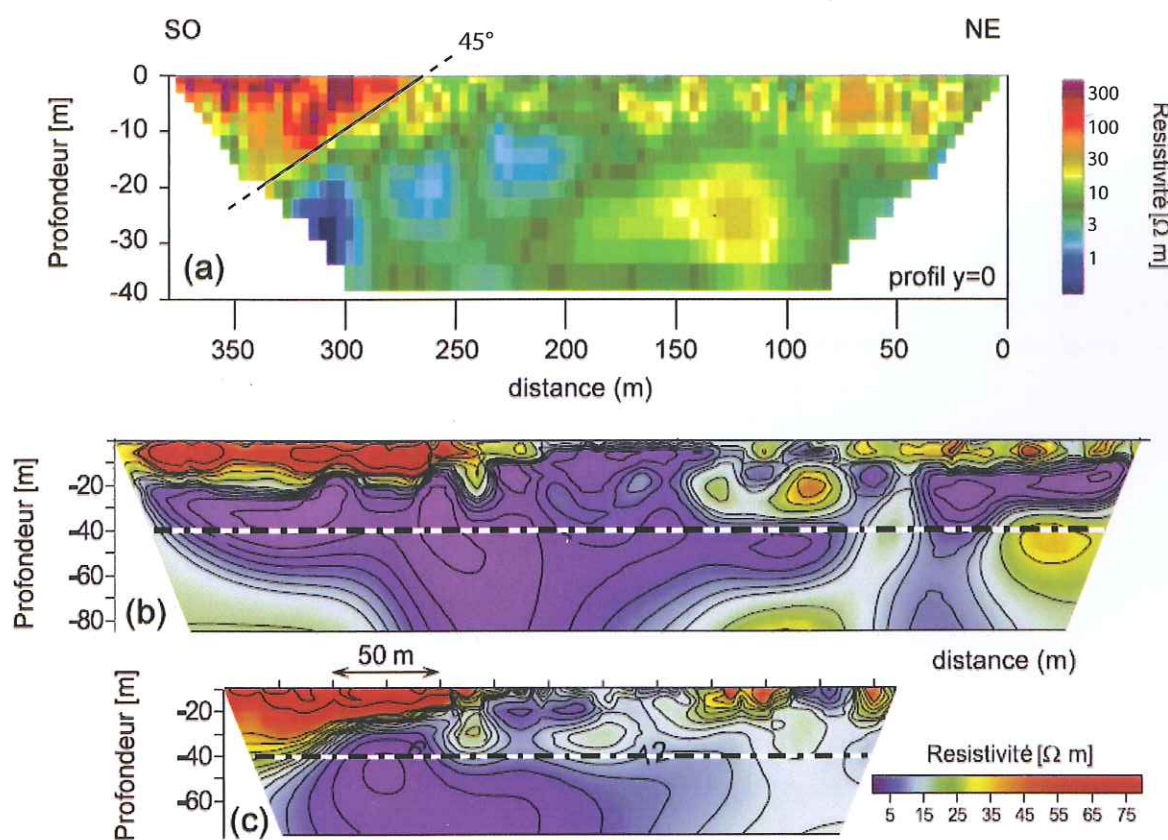


FIG. 4.14 – Comparaison de nos résultats (a) avec les profils obtenus par *Bruno et al.* (2007) (b) et (c) en Dipôle-Dipôle. Le profil (a) a été réalisé avec un espacement minimum de 7 m, le profil (b) avec un espacement identique au nôtre, (c) de 4 m. Les pointillés présents sur les profils (b) et (c) marquent la profondeur d'investigation maximum du profil (a).

Les trois profils mettent en évidence une zone résistante au Sud-Ouest, avec un pendage à 45° qui se retrouve sur les profils (a) et (c) de la Figure 4.14. En revanche, les ordres de grandeur qui leur sont attribués ne sont pas comparables, puisque les résultats de *Bruno et al.* (2007) révèlent une résistivité de 80 Ω m, soit, en moyenne, cinq fois moins que celle révélée par nos résultats. La résistivité maximum sur cette portion atteint, très localement,

les 800 Ω m.

Sur le reste de la section, les résultats sont semblables, et les ordres de grandeur se retrouvent très bien sur les trois profils. Le corps résistant décrit précédemment cotoie un corps conducteur en profondeur, dont la résistivité est de 5 Ω m environ.

La partie Nord-Est se caractérise par une résistivité de surface de 35 Ω m, avec un corps circulaire à 30 m de profondeur qui se retrouve sur les profils (a) et (b).

Il est difficile d'analyser les profils avec plus de détails : étant donné qu'ils n'ont pas été acquis rigoureusement aux mêmes endroits, nous nous cantonnons à analyser les grandes tendances. Globalement, les résultats se recoupent assez bien. Seule la partie résistive au Sud-Ouest montre des ordres de grandeur divergents entre les deux méthodes d'inversion.

Conclusion

Nous avons démontré une bonne concordance entre nos résultats et ceux mis en évidence par *Bruno et al.* (2007). Outre les limites structurales similaires révélées par les profils de résistivité 2-D, nous retrouvons également la partie superficielle du panache, d'une superficie de 400 m² à la surface et de 9000 m² à 15 m de profondeur.

En surface, nous avons également démontré l'existence d'une structure nette séparant le panache d'une zone plus résistive sur la bordure Est du cratère. A l'intérieur même de la Fangaia, il existe une direction privilégiée Nord-Est/Sud-Ouest qui se retrouve à l'identique à 15 m de profondeur. Cette adéquation s'explique soit par un pendage de la structure, soit par un changement de phase lié à l'augmentation du point d'ébullition avec la profondeur.

Bibliographie

- Acocella, V., F. Salvini, R. Funiciello, and C. Faccenna (1999), The role of transfer structures on volcanic activity at Campi Flegrei (Southern Italy), *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *91*, 123–139.
- Bonafede, M. (1991), Hot fluid migration : an efficient source of ground deformation. Application to the 1982-85 crisis at Campi Flegrei-Italy, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *48*, 187–198.
- Bonafede, M., and M. Mazzanti (1998), Modelling gravity variations consistent with ground deformation in the Campi Flegrei caldera (Italy), *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *81*, 137–157.
- Bruno, P. P. G., G. P. Ricciardi, Z. Petrillo, V. Di Fiore, A. Troiano, and G. Chiodini (2007), Geophysical and hydrogeological experiments from a shallow hydrothermal system at Solfatara Volcano, Campi Flegrei, Italy : Response to caldera unrest, *J. Geophys. Res.*, *112*, B06,201, doi :10.1029/2006JB004383.
- Chiodini, G., F. Frondini, C. Cardellini, D. Granieri, L. Marini, and G. Ventura (2001), CO₂ degassing and energy release at Solfatara volcano, Campi Flegrei, Italy, *J. Geophys. Res.*, *106* (B8), 16,213–16,221.
- Chiodini, G., G. Vilardo, V. Augusti, D. Granieri, S. Caliro, C. Minopoli, and C. Terranova (2007), Thermal monitoring of hydrothermal activity by permanent infrared automatic stations : Results obtained at Solfatara di Pozzuoli, Campi Flegrei (Italy), *J. Geophys. Res.*, *112*, B12,206, doi :10.1029/2007JB005140.
- Loke, M., and R. Barker (1996), Practical techniques for 3D resistivity surveys and data inversion, *Geophysical Prospecting*, *44*, 499–523.
- Orsi, G., S. De Vita, and M. di Vito (1996), The restless, resurgent Campi Flegrei nested caldera (Italy) : constraints on its evolution and configuration, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *74*, 179–214.
- Robertts, J., A. Duba, B. Bonner, and P. Kasameyer (2001), The effects of capillarity on electrical resistivity during boiling in metashale from scientific corehole SB-15-D, The Geysers, California, USA, *Geothermics*, *30*, 235–254.
- Todesco, M., and G. Berrino (2005), Modeling hydrothermal fluid circulation and gravity signals at the Phlegraean Fields caldera, *Earth and Planetary Science Letters*, *240*, 328–338.
- Zollo, A., N. Maercklin, M. Vassallo, D. Dello Iacono, J. Virieux, and P. Gasparini (2008), Seismic reflections reveal a massive melt layer feeding Campi Flegrei caldera, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L12,306, doi :10.1029/2008GL034242.

Conclusion générale

Ce travail a été consacré à l'étude de la structure et du fonctionnement de deux systèmes hydrothermaux, Waimangu, en Nouvelle-Zélande, et la Solfatare, en Italie. Ces études se sont appuyées sur des campagnes géophysiques multi-méthodes et ont abouti à la mise en commun de données de résistivité électrique, de polarisation spontanée et de signaux sismo-acoustiques.

Nous présentons ici une synthèse des principaux résultats que nous avons obtenus :

- Tout d'abord, la caractérisation à grande échelle du site de Waimangu a permis de mettre en évidence de forts contrastes latéraux au niveau des structures ; il existe en particulier au sein du système hydrothermal deux zones chaudes et conductrices, où des flux importants de chaleur et de CO_2 ont pu être mesurés. Ces zones correspondent à Iodine Pool, et à la partie intermédiaire entre les lacs de cratères Inferno et Frying Pan.

Parmi les diverses études que nous avons pu mener au niveau de zones plus ciblées, telles que le Lac Inferno, le Old Geyser ou Iodine Pool, nous avons vu que les techniques d'imagerie géophysique que nous avons utilisées se sont révélées adaptées à l'analyse des systèmes hydrothermaux, et ce quelle que soit l'échelle de l'objet géologique considéré. Les techniques d'imagerie acoustique de type Matched Field Processing, à la base développées pour des applications sous-marines, s'appliquent bien en contexte hydrothermal, en raison de la forte activité acoustique produite par les phénomènes liés à la vapeur (ébullition, cavitation). Nous avons pu à la fois localiser des sources évidentes comme celle présente à Iodine Pool, mais aussi des structures enfouies et sans expression de surface, comme à Old Geyser. Dans les deux cas, la focalisation a été très satisfaisante, et la localisation des sources n'a montré aucune ambiguïté. La relocalisation précise de la source de bruit présente sur le site de Iodine Pool, le "knocking point", nous a permis de valider la méthode et de prouver sa fiabilité.

Le site de Waimangu a été choisi en raison de sa forte dynamique, et parce que ses cycles sont décorrélés de toute activité magmatique. Nous avons pu ainsi étudier la sensibilité des méthodes électriques aux mouvements de fluides hydrothermaux, sans que nos données ne soient affectées par une source externe. Le suivi temporel réalisé avec la méthode de tomographie de résistivité électrique a montré que l'on pouvait détecter en profondeur les processus responsables des cycles observés à la surface. Les gammes de résistivité qui ont été mises en évidence peuvent être reliées à des changements successifs de phase liquide/vapeur. Ces résultats répondent de façon conforme aux modélisations analogiques réalisées par *Vandemeulebrouck et al.* (2005).

La méthode de polarisation spontanée n'a en revanche pas apporté de signature aussi évidente ; à Iodine, pour un mécanisme de remontée de fluide dans un conduit, compa-

nable à celui qui se produit à Inferno, le suivi temporel en polarisation spontanée avait démontré que les fluctuations étaient non seulement détectables, mais qu'on pouvait les anticiper plusieurs secondes à l'avance à l'échelle du geyser. A Inferno, les profils de polarisation spontanée réalisés tout le long du cycle présentent une excellente reproductibilité, mais aucune variation du niveau d'eau ne semble affecter le signal. Cette absence de signature a été attribuée au pH de l'eau, compris entre 2 et 3 à Inferno ; un tel niveau d'acidité correspond au point de charge nulle des silicates, ce qui explique qu'aucun signal relatif à l'écoulement ne puisse être mesuré. Ce constat avait déjà été établi en laboratoire (*Vane and Zang, 1997*). A grande échelle, et dans l'étude des systèmes hydrothermaux où l'eau est souvent acide, cette dépendance du potentiel zêta au pH constitue une limitation sérieuse pour l'application de la méthode de potentiel spontané. La mise en oeuvre de la polarisation spontanée en contexte hydrothermal requiert donc une connaissance a priori des propriétés chimiques du milieu.

- A la Solfatare, la tomographie de résistivité électrique en trois dimensions nous a permis de reconnaître les limites structurales d'un panache hydrothermal qui s'élargit en profondeur. En surface, les résultats ont mis en évidence de forts contrastes latéraux, permettant de séparer une structure plutôt résistante et chaude de la zone centrale saturée que l'on appelle la Fangaia.

Les résultats ont également démontré l'existence d'une direction préférentielle Nord-Est/Sud-Ouest à 15 mètres de profondeur, qui concorde avec une fracture superficielle apparue lors de la crise sismique de 1982-1984.

Les résultats que nous avons obtenus concernant la signature géo-électrique des changements de phase peuvent s'étendre à la reconnaissance d'un réchauffement d'origine magmatique, car les changements physiques qui opèrent dans les deux cas sont très comparables. Le suivi temporel des changements de phase par la méthode de résistivité électrique peut également être appliqué dans le domaine de l'exploitation géothermique pour suivre l'évolution des réservoirs.

Enfin, il semble important de mettre l'accent sur l'intérêt d'une nouvelle méthodologie qui consisterait à coupler la méthode sismo-acoustique et la méthode de potentiel spontané, l'application de ces deux méthodes sur le site du Old Geyser s'étant révélée efficace et très prometteuse. La nature de la source est probablement très différente entre les deux méthodes : l'électrofiltration est à l'origine du signal de polarisation spontanée, mais on attribue le signal acoustique à un phénomène lié à l'ébullition ou au dégazage, qui accompagnerait le fluide dans son ascension. En contexte hydrothermal ces deux mécanismes sont intimement liés, c'est pourquoi il semble pertinent de développer une méthode d'inversion jointe qui considérerait à la fois les signaux acoustiques et de potentiel spontané.

Annexe A

Principe et mise en place du roll-over en résistivité électrique

Le *roll-over* ou *roll-along* est une technique d'acquisition qui consiste à rallonger le profil en déplaçant la première moitié des électrodes en fin de profil. Lors des séquences d'acquisition, le résistivimètre calcule automatiquement toutes les configurations possibles pour réaliser les quadripôles correspondant au protocole choisi. La plupart des instruments peuvent effectuer en premier toutes les combinaisons qui impliquent la première moitié des électrodes ; ce mode opératoire permet à l'utilisateur de déplacer les électrodes qui ne sont plus utilisées à la fin de profil, pendant que la seconde partie de l'acquisition se déroule, ce qui permet un gain de temps. Cette démarche ne permet pas d'augmenter la profondeur d'investigation, comme le montre la Figure A.1, mais de prolonger un profil. Le roll-over permet de réaliser successivement plusieurs acquisitions en gardant une partie commune d'un profil sur l'autre. Il suffira de concaténer correctement les données pour réaliser l'inversion de l'ensemble du profil.

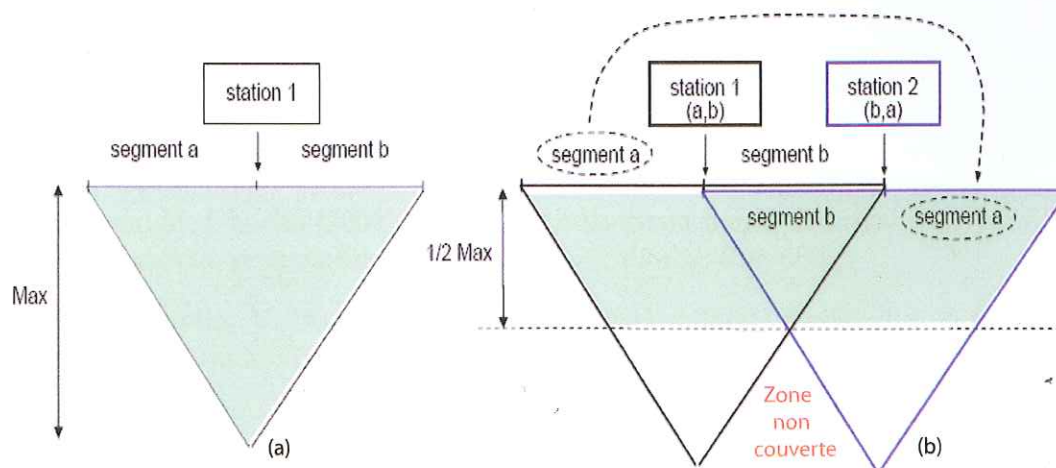


FIG. A.1 – Déploiements de profils pour l'acquisition de données de résistivité électrique. (a) Configuration classique (b) Configuration avec roll-over. D'après <http://www.iris-instruments.com>, modifié.

Bibliographie

- Acocella, V., F. Salvini, R. Funiciello, and C. Faccenna (1999), The role of transfer structures on volcanic activity at Campi Flegrei (Southern Italy), *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *91*, 123–139.
- Aizawa, K. (2008), Classification of self-potential anomalies on volcanoes and possible interpretations for their subsurface structure, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *175*, 253–268, doi :10.1016/j.jvolgeores.2008.03.011.
- Aizawa, K., R. Yoshimura, N. Oshiman, K. Yamazaki, T. Uto, Ogawa, and al. (2005), Hydrothermal system beneath Mt. Fuji volcano inferred from magnetotellurics and electric self-potential, *Earth and Planetary Science Letters*, *235*, 343–355.
- Almendros, J., B. Chouet, and P. Dawson (2001), Spatial extent of a hydrothermal system at Kilauea volcano, Hawaii, determined from array analyses of shallow long-period seismicity, part I : Method, *J. Geophys. Res.*, *106 (B7)*, 13,565–13,580.
- Argentieri, S. (2006), Conception d'un capteur sonore pour la localisation de source en robotique mobile, Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier - Toulouse III.
- Baggeroer, A., W. Kuperman, and H. Schmidt (1988), Matched field processing : Source localization in correlated noise as an optimum parameter estimation problem, *J. Acoust. Soc. Am.*, *83 (2)*, 571–587.
- Bedrosian, P., M. Unsworth, and M. Johnston (2007), Hydrothermal circulation at Mount St. Helens determined by self-potential measurements, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *160*, 137–146, doi :10.1016/j.jvolgeores.2006.09.003.
- Bentley, L., and M. Gharibi (2004), Two- and three-dimensional electrical resistivity imaging at a heterogeneous remediation site, *Geophysics*, *69 (3)*, 674–680.
- Bibby, H., S. Bennie, V. Stagpoole, and T. Caldwell (1994), Resistivity structure of the Waimangu, Waiotapu, Waikite and Reporoa geothermal areas, New Zealand, *Geothermics*, *23 (5/6)*, 445–471.
- Bibby, H., T. Caldwell, F. Davey, and T. Webb (1995), Geophysical evidence on the structure of the Taupo Volcanic Zone and its hydrothermal circulation, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *68*, 29–58.
- Bonafede, M. (1991), Hot fluid migration : an efficient source of ground deformation. Application to the 1982-85 crisis at Campi Flegrei-Italy, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *48*, 187–198.

- Bonafede, M., and M. Mazzanti (1998), Modelling gravity variations consistent with ground deformation in the Campi Flegrei caldera (Italy), *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **81**, 137–157.
- Brenguier, F., N. Shapiro, M. Campillo, V. Ferrazzini, Z. Duputel, O. Coutant, and A. Nercessian (2008), Towards forecasting volcanic eruptions using seismic noise, *Nature Geosciences*, doi :10.1038/ngeo104.
- Browne, P., and J. Lawless (2001), Characteristics of hydrothermal eruptions, with examples from New Zealand and elsewhere., *Earth-Science Reviews*, **52**, 299–331.
- Bruno, P. P. G., G. P. Ricciardi, Z. Petrillo, V. Di Fiore, A. Troiano, and G. Chiodini (2007), Geophysical and hydrogeological experiments from a shallow hydrothermal system at Solfatara Volcano, Campi Flegrei, Italy : Response to caldera unrest, *J. Geophys. Res.*, **112**, B06,201, doi :10.1029/2006JB004383.
- Campbell, R., C. Bower, and L. Richards (1948), Change of electrical conductivity with temperature and the relation of osmotic pressure to electrical conductivity and ion concentration for soil extracts, *Soil science society of America proceedings*, **13**, 66–69.
- Chenevoy, M., and M. Piboule (2007), *Hydrothermalisme, spéciation métallique hydrique et systèmes hydrothermaux*, 619 pp.
- Chiodini, G., F. Frondini, C. Cardellini, D. Granieri, L. Marini, and G. Ventura (2001), CO₂ degassing and energy release at Solfatara volcano, Campi Flegrei, Italy, *J. Geophys. Res.*, **106** (B8), 16,213–16,221.
- Chiodini, G., G. Vilardo, V. Augusti, D. Granieri, S. Caliro, C. Minopoli, and C. Terranova (2007), Thermal monitoring of hydrothermal activity by permanent infrared automatic stations : Results obtained at Solfatara di Pozzuoli, Campi Flegrei (Italy), *J. Geophys. Res.*, **112**, B12,206, doi :10.1029/2007JB005140.
- Corwin, R. F., and D. Hoover (1979), The self-potential method in geothermal exploration, *Geophysics*, **44** (2), 226–245.
- Crespy, A., A. Bolève, and A. Revil (2007), Influence of the Dukhin and Reynolds numbers on the apparent zeta potential of granular porous media, *Journal of Colloid and Interface Science*, **305**, 188–194.
- Crespy, A., A. Revil, N. Linde, S. Byrdina, A. Jardani, A. Bolève, and P. Henry (2008), Detection and localization of hydromechanical disturbances in a sandbox using the self-potential method, *J. Geophys. Res.*, **113**, B01,205, doi :10.1029/2007JB005042.
- Debever, C., and W. Kuperman (2007), Robust matched-field processing using a coherent broadband white noise constraint processor, *J. Acoust. Soc. Am.*, **122**, 1979–1986, doi : 10.1121/1.2769830.
- Dominiak, P. (2000), Analyse expérimentale des mécanismes d'instabilité lors de l'ébullition d'un milieu poreux chauffé à température constante, Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy.
- Dorfman, M., M. Oskay, and M. Gaddis (1977), Self-potential profiling – a new technique for determination of heat movement in a thermal oil recovery flood, *Preprint, presented at the 52nd Ann. Meet., SPE of AIME, Denver, CO.*

- El-Qady, G., C. Sakamoto, and K. Ushijima (1999), 2-D inversion of VES data in Saqqara archaeological area, Egypt, *Earth Planets Space*, 51, 1091–1098.
- Finizola, A. (2002), Etude de systèmes hydrothermaux de volcans actifs : Misti (Pérou) et Stromboli (Italie); approches géophysiques et géochimiques., Ph.D. thesis, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand II.
- Finizola, A., A. Revil, E. Rizzo, S. Piscitelli, T. Ricci, J. Morin, B. Angeletti, L. Mochain, and F. Sortino (2006), Hydrogeological insights at Stromboli volcano (Italy) from geoelectrical, temperature, and CO₂ soil degassing investigations, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L17,304, doi :10.1029/2006GL026842.
- Giggenbach, W., P. Garcia, C. Londono, V. Rodriguez, G. Rojas, and V. Calvache (1990), The chemistry of fumarolic vapor and thermal spring discharges from the Nevado del Ruiz volcanic-magmatic-hydrothermal system, Colombia, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 42, 13–49.
- Goff, F., and C. Janik (2000), *Geothermal systems. Encyclopedia of volcanoes*, 1417 pp., Academic Press.
- Grange, L. (1937), The geology of the Rotorua-Taupo Sub-division, *Geological Survey Bull.*, 37, 91–94.
- Guéguen, Y., and V. Palciauskas (1992), *Introduction à la physique des roches*, 299 pp.
- Hicks, G., and H. Campbell (Eds.) (2003), *Awesome forces, the natural hazards that threaten New Zealand*, 159 pp., Te Papa Press, Wellington.
- Houghton, B., and B. Scott (2002), *Geyserland, a guide to the volcanoes and geothermal areas of Rotorua*, Geological society of New Zealand.
- Hurst, A., H. Bibby, B. Scott, and M. McGuinness (1991), The heat source of Ruapehu Crater Lake; deductions from the energy and mass balances, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 46, 1–20.
- Ishido, T., and H. Mizutani (1981), Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its applications to geophysics, *J. Geophys. Res.*, 86 (B3), 1763–1775.
- Iuliano, T., P. Mauriello, and D. Patella (2002), Looking inside Mount Vesuvius by potential fields integrated probability tomographies, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 113, 363–378.
- James, M., S. Lane, B. Chouet, and J. Gilbert (2004), Pressure changes associated with the ascent and bursting of gas slugs in liquid-filled vertical and inclined conduits, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 129, 61–82, doi :10.1016/S0377-0273(03)00232-4.
- Jensen, F., W. Kuperman, M. Porter, and H. Schmidt (1994), *Computational Ocean Acoustics*, 578 pp., American Institute of Physics, New York.
- Jiménez, M., F. Arroyo, F. Carrique, and A. Delgado (2007), Surface conductivity of colloidal particles : Experimental assessment of its contributions, *Journal of Colloid and Interface Science*, 316, 836–843, doi :10.1016/j.jcis.2007.07.016.

- Johnston, a. B. J., M.J.S., and D. Lockner (2001), Rapid fluid disruption : a source for self-potential anomalies on volcanoes, *J. Geophys. Res.*, 106 (B3), 4327–4335.
- Johnston, M., D. Lockner, and J. D. Byerlee (2002), Reply to comment by Revil on "Rapid Fluid Disruption : A source for self-potential anomalies" by M. J. S. Johnston, J. D. Byerlee, and D. Lockner, *J. Geophys. Res.*, 107, No. B8, 2159, ETG 4 – 1, doi :10.1029/2002JB001794.
- Jones, B., and R. Renaut (2003), Hot spring and geyser sinters : the integrated product of precipitation, replacement, and deposition, *Can. J. Earth Sci.*, 40, 1549–1569, doi : 10.1139/E03-078.
- Jones, B., K. Konhauser, R. Renaut, and R. Wheeler (2004), Microbial silicification in Iodine Pool, Waimangu geothermal area, North Island, New Zealand : implications for recognition and identification of ancient silicified microbes., *Journal of the Geological Society*, 161, 983–993.
- Kanda, W., and S. Mori (2002), Self-potential anomaly of Satsuma-Iwojima volcano, *Earth Planets Space*, 54, 231–237.
- Kappelmeyer, O., and R. Haenel (1974), *Geothermics with special reference to application*, 238 pp., Gebrüder Borntraeger Science Publishers.
- Keam, R. (1980), *Waimangu, In Guide to the Geophysics of the volcanic and geothermal area of the North Island of New-Zealand*, The Royal Society of New-Zealand miscellaneous series, Wellington.
- Keam, R. (1988), *Tarawera : The Volcanic Eruption of 10 June 1886.*, Published by the author, Auckland, New Zealand.
- Kedar, S., B. Sturtevant, and H. Kanamori (1996), The origin of harmonic tremor at Old Faithful geyser, *Nature*, 379, 708–711.
- Kedar, S., H. Kanamori, and B. Sturtevant (1998), Bubble collapse as the source of tremor at Old Faithful Geyser, *J. Geophys. Res.*, 103 (B10), 24,283–24,299.
- Kemna, A., J. Vanderborght, B. Kulesa, and H. Vereecken (2002), Imaging and characterisation of subsurface solute transport using electrical resistivity tomography (ERT) and equivalent transport models, *Journal of hydrology*, 267, 125–146.
- Keywood, M. (1991), The geochemistry of the Waimangu geothermal field, New Zealand : unpub, Master's thesis, University of Auckland : 148 pp.
- Keywood, M., and K. Nicholson (1990), Cyclic and temporal changes in water chemistry of Inferno crater, Waimangu geothermal valley, New Zealand, *Proc. 12th New Zealand Geothermal Workshop*, pp. 103–110.
- Kieffer, S. (1984), Seismicity of Old Faithful geyser : An isolated source of geothermal noise and possible analogue of volcanic seismicity., *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 22, 59–95.
- Kieffer, S. W. (1977), Sound speed in liquid-gas mixtures : water-air and water-steam, *J. Geophys. Res.*, 82 (20), 2895–2904.

- Kim, H., and T. Matsuoka (2006), Improved full-waveform inversion of normalised seismic wavefield data, *Exploration Geophysics*, 37, 86–92.
- Kissling, W., and G. Weir (2005), The spatial distribution of the geothermal fields in the Taupo Volcanic Zone, New Zealand, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 145, 136–150.
- Kuperman, W., and P. Roux (2007), *Underwater acoustics*, 1182 pp., Handbook of Acoustics.
- Kuperman, W., and G. Turek (1997), Matched field acoustics, *Mechanical Systems and Signal Processing*, 11 (1), 141–148.
- Leet, R. (1988), Saturated and subcooled hydrothermal boiling in groundwater flow channels as a source of harmonic tremor., *J. Geophys. Res.*, 93 (B5), 4835–4849.
- Leighton, T. (1997), *The Acoustic Bubble*, 613 pp., Academic Press.
- Leroux, V., and T. Dahlin (2006), Time-lapse resistivity investigations for imaging salt-water transport in glaciofluvial deposits, *Environ. Geol.*, 49, 347–358, doi :10.2007/s00254-005-0070-7.
- Leroy, P., A. Revil, A. Kemna, P. Cosenza, and A. Ghorbani (2008), Complex conductivity of water-saturated packs of glass beads, *Journal of Colloid and Interface Science*, 321, 103–117.
- Llera, F., M. Sato, K. Nakatsuka, and H. Yokoyama (1990), Temperature dependence of the electrical resistivity of water-saturated rocks, *Geophysics*, 55 (5), 576–585.
- Lénat, J., B. Robineau, S. Durand, and P. Bachèlery (1998), Etude de la zone sommitale du volcan Karthala (Grande Comore) par polarisation spontanée, *C. R. Acad. Sci.*, 327, 381–388.
- Loke, M., and R. Barker (1996a), Rapid least-squares inversion of apparent resistivity pseudosections using a quasi-Newton method, *Geophysical Prospecting*, 44, 131–152.
- Loke, M., and R. Barker (1996b), Practical techniques for 3D resistivity surveys and data inversion, *Geophysical Prospecting*, 44, 499–523.
- Mazot, A. (2005), Activité hydrothermale des volcans Kelud et Papandayan (Indonésie) et évaluation des flux de gaz carbonique, Ph.D. thesis, Université Libre de Bruxelles.
- Minnaert, M. (1933), On musical air bubbles and the sound of running water, *Philos. Mag.*, 16, 235–248.
- Mongillo, M. (1994), Aerial thermal infrared mapping of the Waimangu-Waiotapu geothermal region, New Zealand, *Geothermics*, 23 (5/6), 511–526.
- Moore, J., and S. Glaser (2004), Laboratory observations of an advancing boiling front in a porous medium and correlation to self potential measurements, *Proceedings, Twenty-Ninth Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*.
- Moore, J., S. Glaser, and H. Morrison (2003), Large-scale physical modeling of water injection into geothermal reservoirs and correlation to self-potential measurements, *Proceedings, Twenty-Eighth Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*.

- Nairn, I., and J. Cole (1981), Basalt dikes in the 1886 AD Tarawera rift, *New Zealand Journal of Geology and Geophysics*, 24, 586–592.
- Naudet, V. (2004), Les méthodes de résistivité électrique et de potentiel spontané appliquées aux sites contaminés, Ph.D. thesis, Université Paul Cézanne, Aix Marseille III.
- Oldenburgh, D., P. McGillivray, and R. Ellis (1993), Generalized subspace methods for large scale inverse problems, *Geophys. J. Int.*, 114, 12–20.
- Orsi, G., S. De Vita, and M. di Vito (1996), The restless, resurgent Campi Flegrei nested caldera (Italy) : constraints on its evolution and configuration, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 74, 179–214.
- Patella, D. (1997), Self-potential global tomography including topographic effects, *Geophys. Prospect*, 45, 843–863.
- Petiau, G. (2000), Second generation of lead-lead chloride electrodes for geophysical applications, *Pure Appl. Geophys.*, 157, 357–382.
- Pidlisecky, A., E. Haber, and R. Knight (2007), RESINVM3D : A 3D resistivity inversion package, *Geophysics*, 72 (2), H1–H10, doi :10.1190/1.2402499.
- Poldini, E. (1938), Geophysical exploration by spontaneous polarization methods, *Mining Magazine*, 59, 278–282, 347–352.
- Ramirez, A., W. Daily, D. LaBrecque, E. Owen, and D. Chesnut (1993), Monitoring an underground steam injection process using electrical resistance tomography, *Water Resour. Res.*, 29 (1), 73–87.
- Revil, A. (2002), Comment on "Rapid fluid disruption : A source for self-potential anomalies on volcanoes" by M. J. S. Johnston, J. D. Byerlee, and D. Lockner, *J. Geophys. Res.*, 107, No B8, 2155, ETG 2–1, doi :10.1029/2001JB000788.
- Revil, A., and P. Glover (1997), Theory of ionic-surface electrical conduction in porous media, *Phys. Rev. B*, 55, 1757–1773.
- Revil, A., P. Pezard, and P. Glover (1999a), Streaming potential in porous media. 1. Theory of the zeta-potential, *J. Geophys. Res.*, 104 (B9), 20,021–20,031.
- Revil, A., H. Schwaeger, L. Cathles, and P. Manhardt (1999b), Streaming potential in porous media. 2. Theory and application to geothermal systems, *J. Geophys. Res.*, 104 (B9), 20,033–20,048.
- Revil, A., L. Ehouarne, and E. Thyreault (2001), Tomography of self-potential anomalies of electrochemical nature, *Geophys. Res. Lett.*, 28 (23), 4363–4366.
- Revil, A., D. Hermitte, E. Spangenberg., and J. Cochemé (2002), Electrical properties of zeolitized volcanoclastic materials, *J. Geophys. Res.*, 107 (B8, 2168), ECV 3–1 – 3–17, doi :10.1029/2001JB000599.
- Revil, A., A. Finizola, S. Piscitelli, E. Rizzo, T. Ricci, and e. a. Crespy, A. (2008), Inner structure of La Fossa di Vulcano (Vulcano Island, southern Tyrrhenian Sea, Italy) revealed by high-resolution electric resistivity tomography coupled with self-potential, temperature, and CO₂ diffuse degassing measurements, *J. Geophys. Res.*, doi :10.1029/2007JB005394.

- Rinehart, J. (1980), *Geysers and geothermal energy*, 223 pp., Springer-Verlag, New York.
- Risk, G., H. Bibby, and T. Caldwell (1999), Resistivity structure of the central Taupo Volcanic Zone, New Zealand, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **90**, 163–181.
- Roberts, J. (2002), Electrical properties of microporous rock as a function of saturation and temperature, *J. Appl. Phys.*, **91** (3), 1687–1694.
- Roberts, J., A. Duba, B. Bonner, and P. Kasameyer (2001), The effects of capillarity on electrical resistivity during boiling in metashale from scientific corehole SB-15-D, The Geysers, California, USA, *Geothermics*, **30**, 235–254.
- Roux, P. (2008), Méthodes sismologiques pour l'étude de la fracturation dans les glaciers alpins : glaciers d'Argentières et du Gorner, Ph.D. thesis, Université de Savoie.
- Roux, P., K. Sabra, P. Gerstoft, and W. Kuperman (2005), P-waves from cross-correlation of seismic noise, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L19,303.
- Rybach, L. (1981), *Geothermal systems, conductive heat flow, geothermal anomalies*.
- Saba, M., Y. Nishida, T. Mogi, S. Takakura, and N. Matsushima (2007), Development of geothermal field following the 2000 eruption of Usu volcano as revealed by ground temperature, resistivity and self-potential variations., *Annals of geophysics*, **50** (1), 79–92.
- Samouëlian, A., I. Cousin, A. Tabbagh, A. Bruand, and G. Richard (2005), Electrical resistivity survey in soil science : a review, *Soil & Tillage Research*, **83**, 173–193.
- Sato, M., and H. Mooney (1960), The electrochemical mechanism of sulfide self-potentials, *Geophysics*, **3**, 226–249.
- Schissel, E. (2002), Analyse et caractérisation des phases sismiques régionales enregistrées par des antennes de capteurs, Ph.D. thesis, Université de Nice-Sophia-Antipolis.
- Scott, B. (1992), Characteristics of cyclic activity in Frying Pan and Inferno Crater Lakes, Waimangu., *Paper presented at 14th New Zealand Geothermal Workshop, Geotherm. Inst., Univ. of Auckland, Auckland, New Zealand*, pp. 253–258.
- Scott, B. (1994a), Cyclic activity in the crater lakes of Waimangu hydrothermal system, New Zealand, *Geothermics*, **23** (5/6), 555–572.
- Scott, B. J. (1994b), Activity in the Crater Lakes of Waimangu Hydrothermal System, New Zealand, *Geothermics*, **23**, 555–572.
- Shapiro, N., M. Campillo, L. Stehly, and M. Ritzwoller (2005), High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise, *Science*, **29**, 1615–1617.
- Smith, T., and R. McKibbin (2000), An investigation of boiling processes in hydrothermal eruptions, *Proceedings World Geothermal Congress*, pp. 699–704.
- Soares, C., and S. Jesus (2003), Broadband matched-field processing : coherent and incoherent approaches, *J. Acoust. Soc. Am.*, **113** (5), 2587–2598, doi :10.1121/1.1564016.
- Stemmelen, D., C. Moyne, and A. Degiovanni (1992), Instabilité thermoconvective d'un liquide en ébullition dans un milieu poreux, *C.R. Acad. Sci. Paris*, **314** (II), 769–775.

- Todesco, M., and G. Berrino (2005), Modeling hydrothermal fluid circulation and gravity signals at the Phlegraean Fields caldera, *Earth and Planetary Science Letters*, 240, 328–338.
- Tosha, T., T. Ishido, Y. Nishi, N. Matsushima, and B. Scott (1996), Seismological and self-potential surveys at Inferno Crater Lake, Waimangu geothermal field., *Paper presented at 18th New Zealand Geothermal Workshop, Geotherm. Inst., Univ. of Auckland, Auckland, New Zealand*, pp. 249–254.
- Vandemeulebrouck, J., J.-C. Sabroux, M. Halbwachs, Surono, N. Poussielgue, J. Grangeon, and J. Tabbagh (2000), Hydroacoustic noise precursors of the 1990 eruption of Kelut Volcano, Indonesia, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 97, 443–456.
- Vandemeulebrouck, J., D. Stemmelen, T. Hurst, and J. Grangeon (2005), Analogue modeling of instabilities in crater lake hydrothermal systems, *J. Geophys. Res.*, 110, B02,212, doi : 10.1029/2003JB002794.
- Vane, L., and G. Zang (1997), Effect of aqueous phase properties on clay particle zeta potential and electro-osmotic permeability ; implications for electro-kinetic soil remediation processes, *J. Hazard. Mater.*, 55, 1–22.
- Vaughan, P., K. Udell, and M. Wilt (1993), The effects of steam injection on the electrical conductivity of an unconsolidated sand saturated with a salt solution, *J. Geophys. Res.*, 98 (B1), 509–518.
- Watanabe, K. (1983), A study of electrical measurements of underground hydraulic fractures for geothermal development, Master's thesis, Tohuko University (in Japanese).
- Wilson, C., B. Houghton, M. McWilliams, M. Lanphere, S. Weaver, and R. Briggs (1995), Volcanic and structural evolution of Taupo Volcanic Zone, New Zealand : a review, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 68, 1–28.
- Zablocki, C. (1976), Mapping thermal bodies on an active volcano by the self-potential method, *Proceedings of the 2nd U.N. Symposium on the Development and Use of Geothermal Resources*, 2, 1299–1309.
- Zlotnicki, J., G. Boudon, J. Viodé, J. Delarue, A. Mille, and F. Bruère (1998), Hydrothermal circulation beneath Mount Pelée inferred by self-potential surveying. Structural and tectonic implications, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 84, 73–91.
- Zohdy, A. A. R., L. A. Anderson, and L. J. P. Muffler (1973), Resistivity, self-potential, and induced-polarization surveys of a vapor-dominated geothermal system., *Geophysics*, 38 (6), 1130–1144.
- Zollo, A., N. Maercklin, M. Vassallo, D. Dello Iacono, J. Virieux, and P. Gasparini (2008), Seismic reflections reveal a massive melt layer feeding Campi Flegrei caldera, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L12,306, doi :10.1029/2008GL034242.